

ANNALEN DER PHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON ROBERT
KUNDT UND WILHELM G. C. RÖNTGEN

VIERTE FOLGE

Band 33. Heft

HERAUSGEGEBEN VON ROBERT

KUNDT UND WILHELM G. C. RÖNTGEN

M. PLANCK, G. C. RÖNTGEN, W. VON

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN

UNTER MITWIRKUNG

DEUTSCHER PHYSIKALISCHER

VERLAGSSTELLE

W. WIEN UND A. H. W. WIEN

MIT EINER TAFEL



LEIPZIG, 1891

VERLAG VON JOHANN ANDERSON
DÖRRIENSTRASSE

Die „Annalen“ werden von
den Verlagsbuchhandlungen
in 3 Bänden (in 3 Bänden) ausgegeben
(Ausgegeben am 25. d. M.)

Inhalt.

	Seite
1. Stanislaw Loria. Der magneto-optische Kerr-Effekt bei ferromagnetischen Verbindungen und Legierungen . . .	889
2. J. Stark u. G. Wendt. Über das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper. (Hiersu Taf. VIII, Figg. 1—8) . .	921
3. J. Stark u. G. Wendt. Pflanzte sich der Stoß von Kanalstrahlen in einem festen Körper fort? (Hiersu Taf. VIII, Fig. 9)	941
4. G. Berndt. Über die Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern . . .	958
5. W. Rohn. Anomale Dispersion einiger organischer Farbstoffe	987
6. W. Rohn. Fluoreszenzeigenschaften des Fluorescein-Natriums in Lösung . . .	1014
7. Leo Grunmach. Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Alkohol-Wassermischungen nach der Kapillarwellenmethode . . .	1018
8. Max Robitzsch. Experimentelle Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen c_p/c_v bei Kalium- und Natriumdämpfen und daraus sich ergebende Schlussfolgerungen . .	1027
9. A. C. van Rijn van Alkemade. Über die Transformationsgleichungen der Relativitätstheorie . . .	1039
10. Gebhard Wiedmann. Das Bogenspektrum des Quecksilbers im sichtbaren und roten Teil . . .	1041
11. Max Abraham. Relativität und Gravitation. Erwiderung auf eine Bemerkung des Herrn A. Einstein . . .	1056
12. A. Einstein. Relativität und Gravitation. Erwiderung auf eine Bemerkung von M. Abraham . . .	1059

Die Redaktion der Annalen wird von den unseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Fleischerling 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingebören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl anzuführen.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 38.

1. Der magnetooptische Kerr-Effekt bei ferromagnetischen Verbindungen und Legierungen¹⁾; von Stanislaw Loria.

[Aus dem Bosscha-Laboratorium.]

§ 1. Im Jahre 1876 überzeugte sich Kerr²⁾, daß der Polarisationszustand linear polarisierten Lichtes sich ändert, wenn der Lichtstrahl von einem ferromagnetischen, im Magnetfelde aufgestellten Spiegel reflektiert wird. Mit der eingehenden Untersuchung dieser Erscheinung beschäftigten sich später Gordon³⁾, Fitzgerald⁴⁾, Hall⁵⁾, Kaz⁶⁾, Righi⁷⁾, Kundt⁸⁾, du Bois⁹⁾, Sissingh¹⁰⁾, Zeeman¹¹⁾ und manche andere. Es wurde übereinstimmend festgestellt, daß dieses sogenannte Kerrsche Phänomen nur bei ferromagnetischen Substanzen wie Fe, Ni, Co, Fe_3O_4 vorzukommen pflegt; para- oder diamagnetische Metalle — wie z. B. Bi — ließen bisher keine derartigen Erscheinungen erkennen. Neben der beobachteten Drehung der Polarisationssebene läßt sich noch eine

1) Vorläufige Mitteilung: St. Loria, Versl. Ak. Wet. Amst. 18. p. 908. 1910; 20. p. 1086. 1912; Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 14. p. 371. 1912.

2) J. Kerr, Phil. Mag. (5) 3. p. 321. 1877; 5. p. 161. 1878.

3) J. E. H. Gordon, Phil. Mag. (5) 4. p. 104. 1877.

4) C. F. Fitzgerald, Proc. Roy. Soc. 25. p. 447. 1876.

5) E. H. Hall, Phil. Mag. (5) 12. p. 171. 1881.

6) P. C. Kaz, Diss. Amsterdam 1884.

7) A. Righi, Ann. de Chim. et Phys. (6) 4. p. 433. 1885; (1) 9. p. 120. 1886.

8) A. Kundt, Wied. Ann. 23. p. 228. 1884; 27. p. 199. 1886.

9) H. du Bois, Wied. Ann. 39. p. 25. 1890; Phil. Mag. (5) 29. p. 253. 1890.

10) R. Sissingh, Arch. Néerland. (1) 27. p. 173. 1894.

11) P. Zeeman, Leiden Comm. Nr. 15. 1895; Nr. 29. 1896; Arch. Néerland. 27. p. 252. 1894.

Änderung des Schwingungszustandes feststellen: war nämlich das einfallende Licht linear polarisiert, so ist das reflektierte elliptisch. Die oben erwähnte Drehung bezieht sich daher auf die große Achse dieser Ellipse. Im einfachsten Falle bei nahe senkrechter Reflexion des \perp oder \parallel zur Einfallsebene polarisierten Lichtes und bei normaler Magnetisierung ist die Drehung nur von der Wellenlänge und der Magnetisierung abhängig. Mit diesem einfachsten und weitaus wichtigsten Falle werden wir uns im folgenden ausschließlich zu befassen haben.

§ 2. Mit der Dispersion des Kerr-Effektes beschäftigten sich du Bois¹⁾ und Ingersoll.²⁾ Ersterer verfolgte den Verlauf der Dispersionskurve an Eisen, Kobalt, Nickel und Magnetit, letzterer ergänzte diese Kurven durch Beobachtungen im Ultrarot zwischen 1μ und 3μ . Nach den von du Bois ausgeführten Messungen verlief die Dispersionskurve für die Metalle ausschließlich im Gebiete negativer Werte; bei Eisen stieg sie von Violett bis Rot mit Andeutung eines Minimums im Ultraviolett; beim Nickel zeigte sie ein Minimum im Gelb, beim Kobalt ein nur schwach angedeutetes Minimum im Blaugrün. Ausschließlich im Bereiche positiver Werte verlief hingegen die Dispersionskurve des Magnetits, die im Gelb ein ausgeprägtes Maximum der Drehung aufwies, während letztere im Violett einem Nullwert zustrebte. In allen untersuchten Fällen treten also algebraische Maxima auf. Der Gesamtcharakter dieser Dispersionskurven ändert sich wesentlich, wenn man sie mit Ingersoll ins Ultrarote verlängert. Es zeigte sich nämlich, daß die mit zunehmender Wellenlänge wachsenden negativen Drehungen im Falle des Eisens und Kobalts in der Nähe von 1μ ein Maximum erreichen, um dann wieder sehr schnell abzufallen. Die am Nickel im sichtbaren Spektrum beobachtete negative Drehung wird oberhalb $1,4\mu$ positiv, geht also zwischen 1 und $1,5\mu$ durch Null. Am Magnetit hat Ingersoll in demselben Spektralbereiche zwei solche Inversionspunkte festgestellt.

Mit der Abhängigkeit der Kerrschen Drehung vom Felde beschäftigte sich hauptsächlich du Bois. Er überzeugte sich,

1) H. du Bois, l. c.

2) L. R. Ingersoll, Phil. Mag. (6) 11. p. 41. 1906; 18. p. 74. 1909.

daß die Drehung für Stahl, Eisen, Kobalt und Nickel der temporären oder remanenten Magnetisierung bis über die Umwandlungstemperatur hinaus proportional verläuft und schlug vor, den Proportionalitätsfaktor als Kerrsche Konstante zu bezeichnen.

Lange nach meiner ersten, oben zitierten Mitteilung wurden von Foote an mehreren Substanzen Drehung und Elliptizität als Funktion der Wellenlänge und des Feldes bestimmt.¹⁾ Auch die Elliptizität ändert sich sehr mit der Wellenlänge; sie weist für Magnetit, Invar und Nickel algebraische Maxima und Inversionspunkte auf; letztere fallen indessen nicht mit denen der Drehungskurven zusammen. Ohne die weiter unten erwähnten von Zakrzewski und mir veröffentlichte Arbeit zu kennen, bestimmte er auch die Dispersion des Brechungs- und Extinktionsindex, ebenfalls ohne eine einfache Beziehung zwischen diesen und den magnetooptischen Bestimmungsstücken zu finden. Die von Foote aus seinen Sättigungskurven hergeleiteten maximalen Magnetisierungswerte sind weiter unten jeweilig angeführt.

§ 3. Der weitere Fortschritt auf diesem Gebiete wurde durch den Umstand gehemmt, daß die Anzahl ferromagnetischer Substanzen, an denen der Kerr-Effekt studiert werden konnte, früher mit den vier oben aufgezählten erschöpft war. Man suchte dagegen nach Kundts²⁾ Vorgang verwandte magnetooptische Erscheinungen an halb durchsichtigen, elektrolytisch oder durch Kathodenzerstäubung hergestellten Schichten der Metalle gleichzeitig im reflektierten und im durchgehenden Lichte zu studieren.

Auf Grund der neuesten Arbeiten, welche sich mit den optischen Eigenschaften der Metalle befassen³⁾, ist die Aufgabe, die Natur einer reflektierenden Fläche physikalisch zu

1) P. D. Foote, Phys. Review (2) 34. p. 96. 1912.

2) A. Kundt, Wied. Ann. 23. p. 228. 1884; 27. p. 191. 1886. Vgl. auch H. du Bois, Wied. Ann. 31. p. 941. 1887; W. Lobach, Wied. Ann. 39. p. 347. 1890; E. Hirsch, Wied. Ann. 48. p. 458. 1893; E. G. Harris, Phys. Rev. 24. p. 387. 1907.

3) C. Zakrzewski, Bull. de l'Ac. des Sciences de Cracovie [A] 22. p. 77. 1910; vgl. auch H. v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. 13. p. 105. 1910.

definieren, schon im Falle massiver Metallstücke als äußerst schwer zu bezeichnen. Viel schwieriger wird noch das Problem, sobald man anstatt massiver Metalle elektrolytisch oder durch Kathodenzerstäubung hergestellte Schichten als Untersuchungsobjekte wählt. Die Konstitution solcher Schichten ist ja, wie die vielseitige Erfahrung lehrt, nicht nur in beiden Fällen verschieden, sondern hängt auch davon ab, in welcher Gasatmosphäre die Schicht hergestellt wurde. Fügt man noch hinzu, daß — wie es z. B. Behrens¹⁾ angibt — eine solche durch Zerstäubung hergestellte Schicht keineswegs homogen ist, sondern Häufungsstellen von Metallteilchen aufweist, so muß wohl ihre Brauchbarkeit für optische Messungen vorläufig noch als fraglich bezeichnet werden. Noch ernstere Bedenken kann man gegen die Anwendung solcher Schichten zu magnetooptischen Messungen hervorheben. Behrens überzeugte sich z. B., daß die durch Zerstäubung in Wasserstoff oder Stickstoff hergestellten durchsichtigen Nickelschichten überhaupt nicht drehen und sucht sich dieses Verhalten dadurch zu erklären, „daß Nickel wahrscheinlich beim Zerstäubungsprozeß in einen unmagnetischen Zustand übergeht“. Es läßt sich auch leicht einsehen, daß solche Anhäufungen der Metallteilchen die zur Sättigung erforderliche Feldstärke verringern müssen, wie es Behrens tatsächlich fand. Für getrennte kugelige Teilchen würde z. B. jener Wert auf $\frac{1}{3}$ reduziert, entsprechend dem dafür geltenden Entmagnetisierungsfaktor $4\pi/3$.

Auf den wichtigen Unterschied zwischen elektrolytisch und durch Zerstäubung hergestellten Nickelschichten machen auch Skinner und Tool²⁾ aufmerksam. Auch sie finden, daß die zerstäubten Schichten magnetooptisch weniger aktiv sind als die elektrolytischen. Die Bedeutung der Oxydation bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten Eisenschichten diskutiert Ingersoll.³⁾ Falls es gelänge, ferromagnetische Schichten durch Destillation herzustellen, wäre deren Verhalten von großem Interesse.⁴⁾

1) H. Behrens, Diss. Münster i. W. 1908.

2) C. A. Skinner u. A. Q. Tool, Phil. Mag. (6) 16. p. 833. 1908.

3) L. R. Ingersoll, Phil. Mag. (6) 18. p. 74. 1909.

4) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 14. p. 506. 1912.

§ 4. Dank den erfolgreichen Bemühungen mehrerer Chemiker sind wir heutzutage in der Lage, manche neue ferromagnetische Substanzen künstlich herzustellen. Es kommen hier in erster Linie in Betracht die von Hilpert¹⁾ hergestellten Metaferrite, Verbindungen verschiedener Oxyde mit dem Eisenoxyd. In allen diesen, der chemischen Struktur nach dem Ferroferrit (Eisenoxyduloxyd) verwandten Verbindungen, fungiert das Eisenoxyd als saurer Bestandteil und erscheint dann als Träger ferromagnetischer Eigenschaften. Von diesen Verbindungen ließen sich jedoch bisher nur das Cupriferrit und das Calciumferrit in einem für meine Zwecke geeigneten Zustande herstellen. Zweitens bieten gewisse Legierungen mehr oder weniger ferromagnetischer Metalle Interesse, und zwar zunächst: die Legierungen des Systems Nickel-Eisen²⁾, das sogenannte Invar ($64 \text{ Fe} + 36 \text{ Ni}$), die bei Zimmertemperatur fast unmagnetischen Nickelstahl mit 25,4 Proz. Ni und 27 Proz. Ni und die bekannte ternäre Heuslersche Manganlegierung. Die magnetooptischen Eigenschaften dieser Legierungen sind — soviel mir bekannt ist — zum Teil wenig, zum Teil noch gar nicht untersucht worden. Es liegt nur eine russische Mitteilung von Tokmatschew³⁾ vor, der eine Versuchsreihe mit der Heuslerschen Legierung beschrieben hat, sowie eine Beobachtung von Ingersoll. Es war demnach von Interesse, diese neuen ferromagnetischen Substanzen auf ihre magnetooptischen Eigenschaften hin zu untersuchen. Die hierbei erzielten Resultate legten es weiterhin nahe, auch andere später zu erwähnende Substanzen in den Kreis der Betrachtungen zu ziehen.

§ 5. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt: Das durch einen geradsichtigen lichtstarken Monochromator⁴⁾ zerlegte 1:4 divergierende Lichtbündel passierte eine Linse L , ein total reflektierendes Prisma P und eine Lippichsche aus zwei Nicols bestehende Halb-

1) S. Hilpert, Ber. Deutsch. Chem. Ges. 42. p. 2248. 1909; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 11. p. 293. 1909.

2) Ch. E. Guillaume, Les aciers au Nickel, Paris 1898.

3) S. Tokmatschew, Journ. d. russ. phys. chem. Ges. 42. (phys. Teil) p. 15. 1910 (russisch).

4) H. du Bois, Zeitschr. f. Instrumentenk. 31. p. 1. 1911.

schattenvorrichtung N_1, N_2 , des von du Bois seinerzeit konstruierten Polarisators¹⁾, fiel dann nahezu senkrecht auf den zwischen den Polen des Elektromagneten angebrachten Spiegel und wurde nach der Reflexion von einem Analysator N_3 mit einem vierfach vergrößernden Fernrohre aufgefangen.

Die Dioptrik (Linsen, Größe der Diaphragmen, lichte Weite und Öffnungswinkel der konischen Bohrung des Polschuhes und Holms usw.) war mit Rücksicht auf die Erhaltung

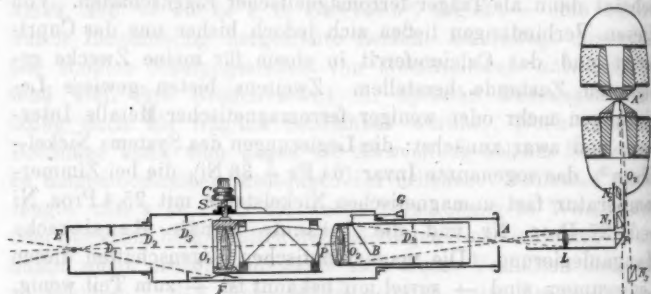


Fig. 1.

eines möglichst hellen und gleichmäßigen Gesichtsfeldes und die Vermeidung aller störenden Reflexe im voraus berechnet worden.

Die Beobachtungen wurden bei nahezu senkrechter Inzidenz ausgeführt. Nach Righi²⁾ ist bis zu 15° Inzidenz kaum eine Änderung der Erscheinung wahrzunehmen. Die Hauptstrahlen des auffallenden und des reflektierten Lichtkegels bildeten indessen bei meiner Anordnung einen Winkel von nur $2-3^\circ$. Das auffallende Licht war immer in der Einfallsebene horizontal polarisiert.

Righi hatte gefunden, daß auch bei normaler Inzidenz linear polarisierten Lichtes eine schwache Elliptizität der vom magnetisierten Spiegel reflektierten Schwingung wahrgenommen werden kann; Zeeman³⁾ hat auch später diese Elliptizität bei Eisen und Kobalt der Messung unterzogen und sie bildet ein

1) H. du Bois, Wied. Ann. 46. p. 545. 1892.

2) A. Righi, Ann. de Chim. et de Phys. 9. p. 120. 1866.

3) P. Zeeman, Leiden. Comm. Nr. 15. 1895.

wesentliches Bestimmungsgstück des Kerr-Effektes. Ich sah mich leider in Anbetracht der Unvollkommenheit mancher der benutzten Spiegel und der Kleinheit der zu messenden Drehungen genötigt, von der Untersuchung der etwa vorkommenden Elliptizität abzusehen und mich auf die Bestimmung der einfachen Drehungen zu beschränken. Übrigens war bei den besten Spiegeln und bei sorgfältiger Vermeidung diffusen Lichtes kein störender Einfluß solcher Nebeneffekte bemerkbar. Die wechselnde Auslöschung jeder Hälfte des Gesichtsfeldes war befriedigend, so daß Spuren von Elliptizität, wenn sie vorhanden sind, äußerst gering sein müssen. Wenn auch die auftretenden Drehungen manchmal sehr klein waren, so konnte man sie doch mit der Halbschattenmethode noch sicher feststellen und ziemlich genau messen. Ich glaubte daher von der Verwendung multipler Reflexionen absehen zu können, weil diese Komplikationen und Fehlerquellen mit sich bringen können. Die Analysatorazimute wurden mittels besonders angebrachter Spiegel und vertikaler Skala gemessen.

Das Feld wurde von einem kleinen du Bois'schen Halbringelektromagneten älterer Konstruktion erzeugt, dessen Widerstand $9\ \Omega$ betrug. Um die Kommutierung ohne Durchschlagsgefahr zu ermöglichen, wurde jedesmal ein Nebenschluß von etwa $60\ \Omega$ angelegt. Zur Bestimmung der Feldintensität bediente ich mich eines dünnen geeichten Glasetalons mit versilberter Hinterfläche. Das Etalon bestand aus schwerstem Silicatlflint (S. 57); es hatte einen Keilwinkel von $20'$, eine mittlere Dicke von $0,5\text{ mm.}^1$ Es wurde dicht vor der Oberfläche des Spiegels angebracht und man maß die doppelte Drehung des zweimal durch das Glas hindurchgehenden Lichtes ($\lambda = 589\ \mu\mu$); sie betrug $4 \times 3,69'$ pro Kilogauss. Auf Grund der von Siertsema²) gemachten Angaben konnte man sich rechnerisch überzeugen, daß die drehende Wirkung der ganzen von dem Lichtstrahl hin und zurück passierten Luftsäule von keiner Bedeutung für die Messungsergebnisse sein konnte. Ein Versuch, die Drehung in der Luft direkt mit Hilfe eines

1) Vgl. H. du Bois, Wied. Ann. 51. p. 549. 1894. Solche Etalons werden von der Firma Schmidt & Haensch in Berlin hergestellt.

2) L. H. Siertsema, Versl. Akad. Wet. Amst. 7. p. 289. 1899.

Silberspiegels zu bestimmen, zeigte auch, daß dieselbe inner, halb der Fehlergrenzen liegt. Von einer diesbezüglichen Korrektur konnte daher abgesehen werden. Alle Messungen sind mit „polarer“ Magnetisierung und bei gewöhnlicher Temperatur ausgeführt worden. Als Lichtquelle wurde teils die Sonne, teils eine Bogenlampe benutzt.

Die im folgenden vorkommenden Bezeichnungen bedeuten: \mathcal{H} Feldintensität, ausgedrückt in Kilogauss, \mathcal{J} Magnetisierung, \mathcal{J}_m Sättigungswert, s einfache Drehung, ausgedrückt in Bogenminuten, K Kerrsche Konstante. In den Tabellen enthält die mit N bezeichnete Vertikalspalte die Anzahl der zu einer Serie gehörenden Ablesungen. Sie variiert je nach der Art des Spiegels und der veränderlichen Beleuchtung. λ gibt die benutzte Wellenlänge in $\mu\mu$ an; Δ die direkt an der Skala in mm abgelesene Doppeldrehung beim Kommutieren des Stromes. In der vierten Spalte sind die Mittelwerte der einfachen Drehungen enthalten, in der fünften und sechsten der in Minuten bzw. prozentual ausgedrückte mittlere Fehler.

Der Sinn der Drehung ist wie üblich auf denjenigen des Magnetisierungsstromes bezogen; danach ist z. B. die Kerrsche „polare“ Drehung beim Eisen negativ.

Ich wende mich nunmehr zu den für die einzelnen Substanzen erhaltenen Resultaten.

I. Dispersionskurven.

A. Verbindungen.

§ 6. *Cupriferrit* ($\text{CuO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), hergestellt von Hrn. Dr. Hilpert im eisenhüttentechnischen Laboratorium der technischen Hochschule Charlottenburg. Das Material wurde von einem Schleifer auf nassem Wege poliert und gab einen zwar planen, jedoch porösen Spiegel. Schon mit bloßem Auge betrachtet, erschien die spiegelnde Fläche nicht vollkommen homogen. Die Ergebnisse der an zwei Cupriferritspiegeln ausgeführten Messungen der Drehung in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge, in einem Felde von 10,2 kilogauss (in welchem der Cupriferrit schon gesättigt ist) sind numerisch in Tab. 1, graphisch in Fig. 2 wiedergegeben.

Tabelle 1.

 $s = f(\lambda)$. Cupriferrit (gesättigt). $\mathfrak{S} = 10,25$ kga.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	s (Minuten)	δs
19	436	+ 8,3	+ 1,31'	$\pm 0,04' = 3,5\%$
48	477	+ 11,1	+ 1,75	$\pm 0,05 = 3$
43	539	+ 8,1	+ 1,28	$\pm 0,04 = 3$
40	574	+ 2,6	+ 0,41	$\pm 0,02 = 6$
52	599	- 2,3	- 0,36	$\pm 0,03 = 8$
45	637	- 6,0	- 0,95	$\pm 0,01 = 1$
51	688	- 4,9	- 0,78	$\pm 0,03 = 4$

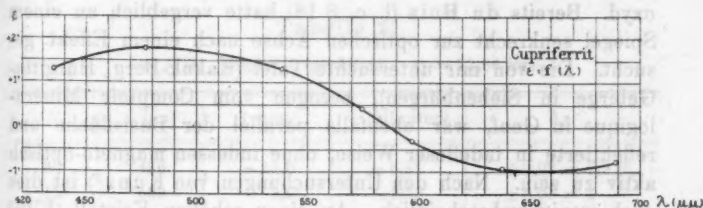


Fig. 2.

Die Dispersionskurve $\varepsilon = f(\lambda)$ bietet nun im Vergleich mit anderen bekannten Substanzen einen bis jetzt im sichtbaren Gebiete noch nicht beobachteten Typus. Die im Violett *positive*, dann im Blau maximale Drehung nimmt mit wachsender Wellenlänge allmählich ab, geht in der Nähe von $587 \mu\mu$ durch den Nullwert, wird hernach für längere Wellen *negativ*, bildet zwischen 640 und $670 \mu\mu$ ein abgeflachtes Minimum und steigt dann wieder langsam empor. Die Drehungen sind gering; ihr Maximalwert beträgt nur $+1,75'$, läßt sich aber doch schon ziemlich genau messen. Der erwähnte Zeichenwechsel läßt sich den von Ingersoll im Ultrarot festgestellten anreihen und bildet eine charakteristische und theoretisch wichtige Erscheinung.

Calciumferrit ($\text{CaO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), ebenfalls von Hrn. Hilpert hergestellt. Das Material ist nur schwach magnetisch und sehr brüchig. Ein kleines ausgesuchtes Stück wurde in leicht schmelzbare Woodsche Legierung eingefaßt und poliert. An einem ausreichend guten Spiegel konnte jedoch kein Kerr-

Effekt wahrgenommen werden. Er ist, sofern er überhaupt existiert, jedenfalls kleiner als $0,35'$.

Ilmenit ($\text{Ti}_2\text{O}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$). Ein schön ausgebildeter Kristall aus Miask (Ural) ist mir von Hrn. Geh.-Rat Prof. Dr. Liebisch in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt worden.¹⁾ Das Licht wurde sowohl an einer Basisfläche des Kristalls, wie auch an einer, der Hauptachse parallelen Ebene reflektiert. In keinem der beiden Fälle konnte eine Drehung festgestellt werden ($\varepsilon < 0,3'$).

Hämatit (Eisenglanz, Fe_2O_3). Ein ebenfalls negatives Resultat ergab die Messung am natürlichen hexagonalen Eisenoxyd. Bereits du Bois (l. c. § 18) hatte vergeblich an einem Spiegel senkrecht zur optischen Achse nach einem Effekt gesucht. Die von mir untersuchte Tafel (Kakuk-Berg, Hargitta-Gebirge in Siebenbürgen), bezogen vom Comptoir Minéralogique in Genf, war ebenfalls parallel der Basisfläche und reflektierte in tadelloser Weise, ohne indessen magneto-optisch aktiv zu sein. Nach den Untersuchungen von Kunz²⁾ ist dies auch wenig wahrscheinlich. An einen schönen Kristall (Elba) wurde sodann ein Spiegel parallel der Achse geschliffen, gleichfalls ohne Erfolg ($\varepsilon < 0,2'$).

Natürlicher Magnetit (Fe_3O_4). Die Dispersion des Kerr-Effektes ist in der Tab. 2 und in der Fig. 3 (ausgezogene Kurve) wiedergegeben. Vergleicht man letztere mit den seinerzeit von du Bois an demselben Präparat (natürliche Oktaederfläche eines holodrisch regulären Kristalls) erhaltenen Werten (punktierte Kurve), so findet man folgendes: Abgesehen von einer Verschiebung der ganzen Wellenlängenskala um etwa $10-30 \mu\mu$ — die wohl durch die primitive Methode der spektralen Zerlegung, auf die du Bois vor 20 Jahren angewiesen war, erklärlich ist — stimmen die beiden Kurven in dem Spektralbereiche zwischen 486 und $671 \mu\mu$ gut überein. Die im Gelb durch ein Maximum $+4,45'$ gehende Kurve fällt mit abnehmender Wellenlänge steil

1) Die ferromagnetischen Eigenschaften wurden von B. Bavink, Diss. Göttingen 1904, studiert.

2) J. Kunz, Neues Jahrbuch f. Mineral. usw. 1. p. 62. 1907; vgl. auch C. Försterling, ebenda Beilage 25. p. 344. 1907.

herunter. Du Bois¹⁾, welcher der Lichtschwäche wegen nicht weiter als im Blau messen konnte, beobachtete, daß die Drehung im Violett zu schwinden schien und hat auch schon die Ansicht ausgesprochen, daß sie fernerhin, etwa im Ultraviolett entgegengesetzten Sinn haben würde. In der Tat läßt sich ein Umkehrpunkt noch im sichtbaren Teile des violetten Spektrums bei $464 \mu\mu$ feststellen, während die du Boissche Kurve die Abszissenachse bei $468 \mu\mu$ schneiden würde. Für noch kleinere Wellen wird die Drehung ziemlich stark *negativ* und scheint dann einem Minimum zuzustreben. Die Kurve Footes (l. c.) erscheint dagegen etwas nach Violett verschoben.

Tabelle 2.

 $\varepsilon = f(\lambda)$. Magnetit (gesättigt). $\Phi = 11,56$ kgs.

N	λ ($\mu\mu$)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
30	436	-24,0	-3,81'	$\pm 0,03' = 0,9 \%$
15	458	-9,6	-1,52	$\pm 0,03 = 2$
30	464	0	0	—
40	477	+6,7	+1,06	$\pm 0,03 = 2$
26	510	+19,4	+3,07	$\pm 0,02 = 0,6$
25	539	+24,3	+3,84	$\pm 0,02 = 0,5$
30	574	+28,2	+4,45	$\pm 0,02 = 0,4$
30	599	+24,9	+3,94	$\pm 0,02 = 0,5$
31	637	+21,0	+3,32	$\pm 0,04 = 1$
30	688	+16,0	+2,50	$\pm 0,07 = 3$

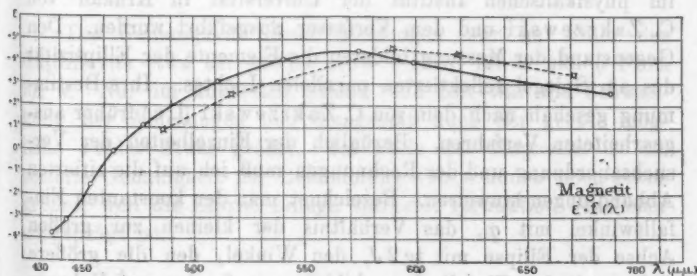


Fig. 3.

1) H. du Bois, Wied. Ann. 39. p. 38. 1890.

Vergleicht man den Verlauf dieser Dispersionskurve mit derjenigen des Cupriferrits, so muß man feststellen, daß in der Dispersion des Kerr-Effektes beim Magnetit ($\text{FeO} \cdot \text{F}_2\text{O}_3$) im natürlichen kristallisierten Zustande derselbe Typus zum Vorschein kommt, der auch beim künstlichen Cupriferrit ($\text{CuO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) im vorigen festgestellt wurde. Ohne vorläufig auf die theoretische Bedeutung dieses Tatbestandes eingehen zu wollen, möchte ich nur hervorheben, daß die Dispersionskurve in beiden Fällen ein Maximum, einen Inversionspunkt und wahrscheinlich auch in beiden Fällen ein Minimum aufweist.

§ 7. Der oben dargelegte experimentelle Befund führte notwendig auf die Frage der physikalischen Deutung der Inversionspunkte in den Dispersionskurven. Es hieß in erster Reihe nach irgend einer gesetzmäßigen Beziehung zwischen dieser und anderen Eigentümlichkeiten einerseits und den übrigen optischen bzw. magnetischen Eigenschaften der betreffenden Substanzen anderseits zu suchen.

Zur Lösung der erwähnten Frage war es notwendig, auch die Dispersion des Brechungs- und des Extinktionsindex derjenigen Substanzen kennen zu lernen, an denen die charakteristischen Umkehrpunkte beobachtet worden sind. Man war nämlich berechtigt, zu erwarten, daß vielleicht die Lage der Inversionspunkte mit dem Verlaufe jener gewöhnlichen Dispersionskurven in naher Beziehung stehen konnte. Diese optische Untersuchung des Cupriferrits und des Magnetits ist im physikalischen Institut der Universität in Krakau von C. Zakrzewski und dem Verfasser ausgeführt worden. Den Gegenstand der Messung bildeten die Elemente der Elliptizität des am Spiegel reflektierten parallelen Lichtes. Ihre Bestimmung geschah nach dem von C. Zakrzewski (l. c.) früher ausgearbeiteten Verfahren. Bezüglich der Einzelheiten der Versuchsanordnung und der Rechnungen muß ich auf die zitierten Abhandlungen hinweisen. Bezeichnet man den konstanten Einfallswinkel mit φ , das Verhältnis der kleinen zur großen Achse der Ellipse mit $\text{tg } 2J$, den Winkel, den die größere Achse mit der Einfallsebene bildet, mit θ , den auf Vakuum bezogenen Brechungs- und den Extinktionsindex mit n bzw. κ , so können die Resultate dieser Messungen in dem Spektral-

bereiche zwischen 439 und $704 \mu\mu$ in nachstehenden Tabellen und Figg. 4 und 5 zusammengefaßt werden.¹⁾

Tabelle 3.

Cupriferrit ($\varphi = 70^\circ$).

λ in $\mu\mu$	$2J$	2θ	n	κ
439	$15^\circ 45'$	$\pi + 3^\circ 6'$	2,77	0,25
466	13 35	$\pi + 2^\circ 3'$	2,76	0,21
583	11 7	$\pi + 0^\circ 45'$	2,73	0,17
589,6	7 4	$\pi - 0^\circ 26'$	2,71	0,11
633	6 16	$\pi - 1^\circ 40'$	2,67	0,09
704	4 8	$\pi - 3^\circ 52'$	2,59	0,06

Tabelle 4.

Natürlicher Magnetit ($\varphi = 70^\circ$).

λ in $\mu\mu$	$2J$	2θ	n	κ
439	$18^\circ 7'$	$\pi - 4^\circ 24'$	2,46	0,28
466	17 42	$\pi - 5^\circ 33'$	2,43	0,27
503	16 15	$\pi - 6^\circ 8'$	2,42	0,25
533	15 33	$\pi - 6^\circ 32'$	2,41	0,24
589,6	14 56	$\pi - 6^\circ 32'$	2,42	0,23
633	14 19	$\pi - 6^\circ 4'$	2,44	0,22
665,5	13 19	$\pi - 6^\circ 0'$	2,45	0,21
704	12 23	$\pi - 7^\circ 8'$	2,42	0,19

Die Genauigkeit dieser Messungen war im Falle des Cupriferrits etwa bei $466 \mu\mu$ rund 1 Proz. für n und 5 Proz. für κ . Nur im äußersten Violett und Rot war die Schwankung der Ablesungen und demgemäß auch der größte mögliche Fehler etwas größer. Im Falle des Magnetits ist die erzielte Genauigkeit der Bestimmung von n und κ noch etwas größer, weil die Ellipse infolge stärkerer Extinktion deutlicher ausgeprägt ist.

1) St. Loria u. C. Zakrzewski, Bull. Acad. Cracovie (A) 22. p. 278. 1910; dort ist überall $\kappa_0 = \kappa n_0$ angegeben, wie übrigens auch in Figg. 4 und 5.

Die optischen Konstanten des Magnetits wurden übrigens von Zeeman an einer natürlichen Kristallfläche (Pfätsch, Tyrol) von unbekannter Orientierung gemessen.¹⁾ Es ergaben sich

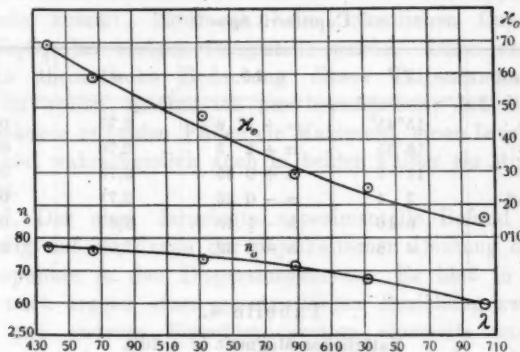


Fig. 4.

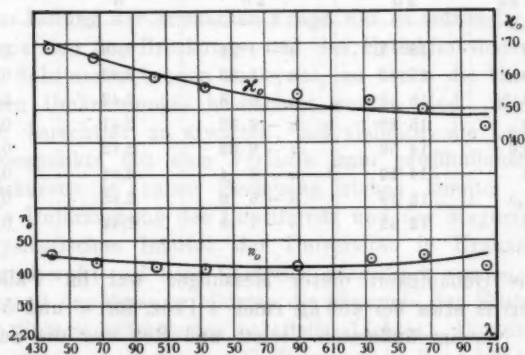


Fig. 5.

für den Hauptinzidenzwinkel J und das Hauptazimut H die Werte in Tab. 5, woraus jetzt nach den Gleichungen Drudes in zweiter Annäherung²⁾ der Brechungsindex n und der Extinktionsindex κ berechnet wurden. Hr. de Haas, der die

1) P. Zeeman, Versl. Kon. Akad. Amst. 3. p. 230. 1895.

2) P. Drude im Handbuch der Physik 2. Aufl. 6. p. 1298 ff. 1906.

Güte gehabt hat diese Aufgabe durchzuführen, fand die in der fünften und sechsten Spalte der Tab. 5 angegebenen Werte.

Tabelle 5.

λ in $\mu\mu$	J	H	n	x
434	68°27'	10°10'	2,36	0,32
589	68 27	8 48	2,41	0,27
656	68 33	7 55	2,45	0,25

Messungen an zwei anderen Kristallen ergaben im wesentlichen gleiche Werte.

Um diese Werte mit den von Zakrzewski und mir ermittelten ungefähr zu vergleichen sind beide in Tab. 6 zusammengestellt.

Tabelle 6.

Natürlicher Magnetit.

Zeeman			Zakrzewski u. Loria		
λ in $\mu\mu$	n	x	λ in $\mu\mu$	n	x
434	2,36	0,32	439	2,46	0,28
589	2,41	0,27	589,6	2,42	0,23
656	2,45	0,25	665,5	2,45	0,21

Wie ersichtlich, stimmen die Zahlen ziemlich überein; was den Extinktionsindex betrifft, treten freilich Differenzen bis etwa 15 Proz. auf, die wohl auf Oberflächenverunreinigung zurückzuführen sind. Wir haben unsere Spiegel vor der Messung in den Dämpfen siedenden Toluols gewaschen und konnten uns überzeugen, daß dieses Verfahren mindestens angenähert reine Spiegel ergab. Zeeman gibt nichts über die Art der Behandlung seiner Flächen an. Bei derartigen Bestimmungen kommt es bekanntlich auf die Beschaffenheit des Spiegels sehr an. Risse, Poren und Verunreinigungen bedingen große Fehler.

Der Absorptionsindex der beiden untersuchten Ferrite ist demnach, namentlich im Rot, bedeutend kleiner als bei

Metallen. Cupriferrit reflektiert z. B. in der Nähe von 704μ nur 19,7 Proz. des senkrecht auffallenden Lichtes. Eine 10μ dicke Schicht dieses Materials würde theoretisch noch 75 Proz. der übrig bleibenden 80,3 Proz. Energie durchlassen.

Im Anschluß an die uns jetzt beschäftigende Frage lautet das Ergebnis dieser Messungen freilich dahin, daß von einem unmittelbaren *einfachen* Zusammenhange zwischen dem Inversionspunkte bzw. der Dispersion und den optischen Konstanten keine Rede sein kann. Weder die Dispersionskurven des Brechungs-, noch die des Extinktionsindex bieten an denjenigen Stellen des Spektrums, an denen die erwähnten Umkehrpunkte liegen, irgendwelche charakteristischen Merkmale. Es muß daher in Anbetracht der ganz ausreichenden Genauigkeit dieser Messungen gefolgert werden, daß die Erklärung der Dispersion und insbesondere der Inversion des Kerr-Effektes in einer anderen Richtung zu suchen ist.

§ 8. Obgleich der regulär kristallisierte Magnetit sich bekanntlich in ferromagnetischer und wohl auch in elastischer Beziehung anisotrop verhält, ist die gleiche Eigenschaft rein optischen Vorgängen gegenüber schwerlich anzunehmen. Jedenfalls hat man bisher für reguläre Kristalle wie für isotrope Körper nur zwei optische Konstanten postuliert. Um auch den magneto-optischen Effekt in dieser Hinsicht zu prüfen, wurden die Messungen an einem weiteren Präparate wiederholt.

Amorpher künstlicher Magnetit. Reines, durch Calcination von Eisenoxyd (Fe_2O_3) hergestelltes Fe_3O_4 ist mir in freundlicher Weise von Hrn. Prof. P. Weiss zur Verfügung gestellt worden. Es war dasselbe Stück, welches Weiss zu seinen magnetischen Beobachtungen benutzt hatte. Der Sättigungswert der Magnetisierung ist nach seinen Angaben ¹⁾ 476,5 C.G.S. Das Stück wurde zu einem Scheibchen geschliffen und mit einer allerdings matten Politur versehen. Von einer regelmäßigen Orientierung des Spiegels konnte keine Rede sein, höchstens von einem kristallinischen Kleingefüge. Trotzdem zeigte die erhaltene Dispersionskurve ganz den gleichen Charakter wie an einer natürlichen Oktaederfläche. Die Resultate der Messungen sind in Tab. 7 zusammengestellt.

1) P. Weiss, Journ. de Phys. (4) 9. p. 373. 1910.

Tabelle 7.

 $s = f(\lambda)$. Magnetit (gesättigt). $\xi = 18,8$ kgs.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	s (Minuten)	δs
14	486	-28,4	-4,40	$\pm 0,15 = \text{ca. } 3\%$
15	458	-23,7	-3,67	
15	477	-10,1	-1,56	
12	497	+ 3,4	+0,53	
15	510	+ 9,9	+1,58	
16	589	+20,1	+3,11	$\pm 0,04 = \text{ca. } 0,9\%$
12	565	+28,6	+4,43	
12	589	+31,0	+4,80	
12	610	+33,2	+5,14	
17	637	+31,5	+4,88	
16	688	+29,3	+4,54	

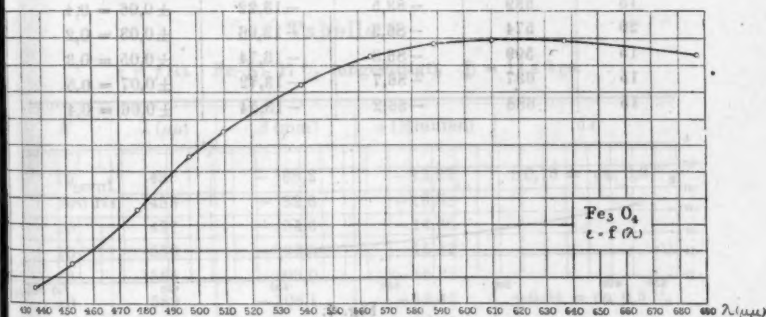


Fig. 6.

Wie aus Fig. 6 zu ersehen ist, nimmt die bei $486 \mu\mu$ negative Drehung mit wachsender Wellenlänge numerisch ziemlich rasch ab, geht in der Nähe von $492 \mu\mu$ durch Null, wird sodann positiv, erreicht bei $615 \mu\mu$ ein abgeflachtes Maximum und fällt schließlich langsam ab. Vergleicht man den Verlauf dieser Dispersionskurve mit derjenigen des natürlichen Magnetitkristalles, so zeigt sich, daß der allgemeine Charakter beider Kurven der gleiche ist; nur der Nullpunkt und das Maximum sind jetzt um etwa $30-40 \mu\mu$ nach größeren Wellenlängen verschoben.

B. Legierungen.

§ 9. *Nickel* mit 36 Proz. Nickel, auch „Invar“ genannt (von der Société de Commentry-Fourchambault) hat bekanntlich einen unmerklich kleinen Ausdehnungskoeffizienten, ist stark ferromagnetisch und zeigt deutlich den Kerr-Effekt. Die Drehung erfolgt im ganzen untersuchten Spektralbezirke im *negativen* Sinne und ändert sich nur wenig mit der Wellenlänge (Tab. 8, Fig. 7).

Tabelle 8.

$\varepsilon = f(\lambda)$. „Invar“ (gesättigt). $\Phi = 13,30$ kgs.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
15	436	-74,4	-11,78'	$\pm 0,05' = 0,4 \%$
15	477	-78,8	-12,48	$\pm 0,06 = 0,5$
15	539	-88,5	-13,22	$\pm 0,06 = 0,4$
20	574	-86,3	-13,66	$\pm 0,03 = 0,2$
15	599	-86,8	-13,74	$\pm 0,05 = 0,3$
15	637	-86,7	-13,72	$\pm 0,07 = 0,5$
15	688	-86,2	-13,54	$\pm 0,06 = 0,4$

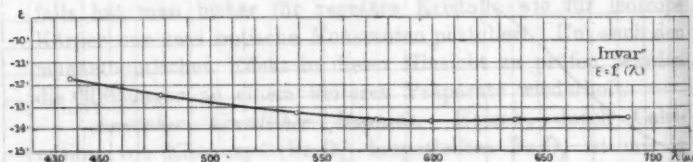


Fig. 7.

Die Dispersionskurve, die tief unter der Nulllinie verläuft, nimmt mit wachsender Wellenlänge etwas zu, erreicht ein flaches numerisches Maximum im Orange, um sich dann nur wenig der Nulllinie zu nähern. Die Kurve Footes verläuft ebenso.

Nickel mit 25,4 Proz. Ni (von Friedr. Krupp), dessen magnetische Eigenschaften von Hilpert und Colver-Glauert¹⁾ untersucht worden sind, ist bei Zimmertemperatur so gut wie unmagnetisch, sofern es nicht abgeschreckt bzw.

1) S. Hilpert u. E. Colver-Glauert, Zeitschr. f. Elektrochemie 17. p. 750. 1911.

tief abgekühlt wurde. Nichtdestoweniger zeigt es einen deutlichen Kerr-Effekt. Der Sinn der Drehung ist im ganzen sichtbaren Spektrum negativ. Die Dispersionskurve hat einen ähnlichen Verlauf wie die des Invars. Ganz ähnlich verhält sich in magneto-optischer Hinsicht der Stahl mit 27 Proz. Ni, der ebenfalls bei Zimmertemperatur fast ganz unmagnetisch erscheint. Der Sinn der Drehung ist hier wieder negativ im ganzen sichtbaren Spektrum. Ihr absoluter Wert ist sogar größer als im Falle des ziemlich stark magnetischen Invars. Die Gestalt der Dispersionskurve ist derjenigen des 25,4 proz. Nickelstahles sehr ähnlich. Die Drehung ändert sich nur etwas weniger mit der Wellenlänge.

Die Ergebnisse der auf beide Nickelstähle sich beziehenden Messungen der Drehung als Funktion der Wellenlänge sind in Tab. 9 und 10, sowie in Fig. 8 zusammengefaßt.

Tabelle 9.

$\varepsilon = f(\lambda)$. Fe-Ni 27 % (ungesättigt). $\Phi = 14,4$ kga.

N	λ (μ)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
15	436	- 88,2	- 13,67'	$\pm 0,13 = \text{ca. } 0,3 \%$
10	453	- 89,6	- 13,88	
10	477	- 94,6	- 14,66	
10	510	- 99,5	- 15,42	
10	565	- 105,0	- 16,27	
10	589	- 106,1	- 16,45	$\pm 0,04 = \text{ca. } 0,3 \%$
10	637	- 104,5	- 16,19	
10	688	- 104,9	- 16,25	

Tabelle 10.

$\varepsilon = f(\lambda)$. Fe-Ni 25,4 % (ungesättigt). $\Phi = 14,9$ kga.

N	λ (μ)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
10	436	- 68,6	- 10,63'	$\pm 0,08 = \text{ca. } 0,7 \%$
10	510	- 82,4	- 12,75	
10	589	- 92,0	- 14,32	$\pm 0,07 = \text{ca. } 0,5 \%$
10	637	- 96,1	- 14,89	
10	688	- 95,1	- 14,74	

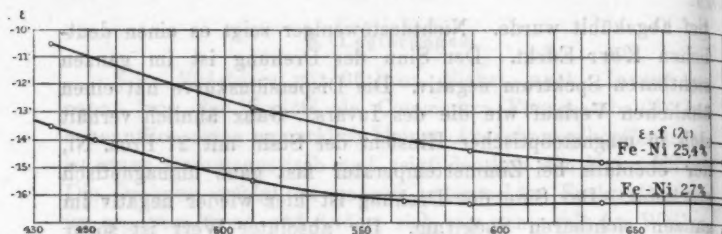


Fig. 8.

Metall-Legierung nach Heusler (von der chemischen Fabrik de Haën in Hannover-Seelze) setzt sich angeblich aus 61 Proz. Cu, 26 Proz. Mn und 13 Proz. Al zusammen.

Zwei gut polierte Spiegel sind an mehreren Stellen und in verschiedenen Teilen des Spektrums sorgfältig untersucht worden, erwiesen sich aber überall als magneto-optisch unwirksam. Der Kerr-Effekt kann demnach nur weniger als $0,3'$ betragen. Unlängst ist eine Mitteilung von Tokmatschew über die Legierung (58,9 Cu, 26,5 Mn, 14,6 Al) l. c. veröffentlicht, in welcher der Verfasser die Wahrscheinlichkeit eines meßbaren Effektes in der Nähe von 450μ erschließen zu können glaubt. Ich habe mit dieser Wellenlänge eine Reihe von Ablesungen durchgeführt, die aber keine Drehung zu erkennen gestatten. Auch Ingersoll fand l. c. weder im sichtbaren noch im ultraroten Spektrum einen merklichen Effekt. Dagegen will Foote im Rot eine geringe negative Drehung von $1'$ bis $3'$ beobachtet haben.

Das Auftreten des Kerr-Effektes im Nickelstahl, dessen Magnetisierung nach Angaben Hilberts äußerst niedrig zu bewerten ist, wirkt zunächst überraschend. Übrigens fand seinerzeit du Bois bereits ein ganz analoges Resultat für 12 proz. -Manganstahl, dessen Permeabilität nur etwa 1,01 betrug.¹⁾ Der Wert der negativen Drehung variierte von Stelle zu Stelle eines hochpolierten Spiegels bzw. für verschiedene Flächen desselben Stückes und betrug bis zu ein Drittel der maximalen Drehung am Eisen. Dieses Verhalten wurde damals schon auf inhomogene Struktur zurückgeführt, wie sich auch

1) H. du Bois, Phil. Mag. (5) 29. p. 304. 1890.

aus dem mittels der damals wohl zuerst veröffentlichten Ätzmethode ausgeführten metallographischen Befunde ergab. Diese Ergebnisse, wie auch das entgegengesetzte Verhalten der Heuslerschen Legierung, mögen für die Kenntnis der Legierungen und die Metallographie ein gewisses Interesse bieten. Die physikalische Interpretierung stößt aber auf große Schwierigkeiten, da die Stetigkeit und Homogenität der Substanz ja für gewöhnlich stets stillschweigende Voraussetzung bildet. Die flüchtige Betrachtung einer solchen Ätzfigur, wie sie du Bois 1889 bei einer Legierung anwandte, genügt aber, um deren Nichterfüllung in solchen Fällen vor Augen zu führen.

II. Sättigungskurven.

§ 10. In Anbetracht der von du Bois an Ellipsoiden aus Stahl, Eisen, Kobalt und Nickel gesammelten Erfahrungen muß man die Proportionalität zwischen ε und \S für die genannten Substanzen annehmen; man ist dann imstande, auf Grund der magnetooptischen Untersuchung allein die Größenordnung für die maximale Magnetisierung festzustellen. Nach du Bois¹⁾ ergibt nämlich im Falle einer unbegrenzten homogenen Platte, deren Magnetisierung gleichförmig nach der Normalen erfolgt, die Abszisse x des Schnittpunktes der Geraden $\varepsilon = K\S = K\S/4\pi$ und der Asymptote $\varepsilon = \text{const.}$ ohne weiteres den Wert $4\pi \S_m$. Freilich muß das zur Feldmessung benutzte dünne Glasetalon im Lichtbüschel ein normales Feld messen, das der Induktion innerhalb des Spiegelmetalles wegen der normalen Kontinuität gleich bleibt.

Ich werde im folgenden die Resultate der experimentellen Bestimmung der Gestalt dieser Funktion $\varepsilon = F(\S)$ für die aktiv befundenen Körper der Reihe nach wiedergeben.

§ 11. *Cupriferrit*. Der Spiegel war von der Form eines 7 mm hohen und 12–14 mm langen an einem Ende unregelmäßig abgebrochenen Parallelepiped. Die vordere geschliffene Fläche ragte etwa 5 mm vor, die hintere lehnte sich direkt an

¹⁾ H. du Bois, Wied. Ann. 31. p. 952. 1887; Phil. Mag. (5) 29. p. 301. 1890.

die Polspitze. Bezüglich der näheren Charakteristik der spiegelnden Fläche vgl. § 6. Die konisch durchbohrte Polspitze (VI) hatte einen Kegelwinkel von 55—57°. Die Bohrung hatte an der dem Spiegel abgewandten Seite einen Durchmesser von 6,3 mm, an der dem Spiegel zugewandten nur 3,6 mm. Die Entfernung der Polspitze vom Spiegel betrug nur etwa 2 mm.

Tabelle 11.

$$s = F(\delta). \text{ Cupriferrit. } \lambda = 477 \mu\mu.$$

N	δ (kgs)	d (mm)	s (Minuten)	δs
40	0,93	+ 5,3	+ 0,85'	$\pm 0,02' = 2\%$
22	2,25	+ 8,4	+ 1,34	$\pm 0,04 = 3$
59	4,47	+ 9,7	+ 1,56	$\pm 0,03 = 2$
31	7,19	+ 10,2	+ 1,63	$\pm 0,03 = 2$
20	9,32	+ 10,4	+ 1,66	$\pm 0,03 = 2$
48	10,15	+ 11,1	+ 1,75	$\pm 0,05 = 3$

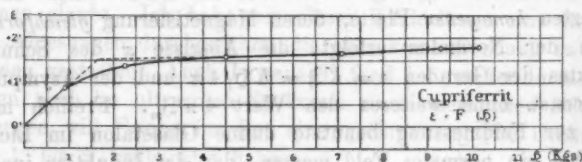


Fig. 9.

Wie aus Fig. 9 zu ersehen ist, steigt die Drehung anfangs der Feldstärke proportional, erreicht jedoch bald einen Maximalwert ϵ_m und bleibt dann fast unverändert. Es ergibt sich für $\lambda = 477 \mu\mu$

$$\epsilon_m = + 1,75', \quad \frac{x}{4\pi} = 140 \text{ C.G.S.}$$

Natürlicher Magnetit (etwa 7 mm große Oktaederfläche, vgl. § 6). Gestalt und Entfernung der durchbohrten Polspitze wie oben.

Tabelle 12.

 $\varepsilon = F(\S)$. Natürlicher Magnetit. $\lambda = 574 \mu\mu$.

N	\S (kgs)	d (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
15	2,10	+12,9	+2,07'	$\pm 0,04' = 2 \%$
15	3,40	+21,3	+3,37	$\pm 0,05 = 1,5$
15	5,87	+28,7	+4,54	$\pm 0,07 = 1,5$
15	8,87	+28,0	+4,48	$\pm 0,05 = 1$
15	10,82	+28,9	+4,57	$\pm 0,06 = 1$
30	11,56	+28,2	+4,45	$\pm 0,02 = 0,4$

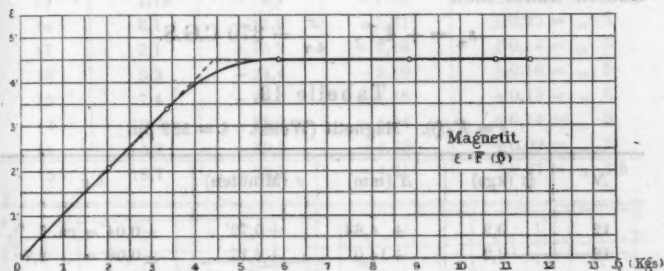


Fig. 10.

Es ergibt sich aus Tab. 12 und Fig. 10 für $\lambda = 574 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = +4,55', \quad \frac{x}{4x} = 360 \text{ C.G.S.}$$

Letzteres stimmt mit dem von du Bois¹⁾ an demselben Kristall erhaltenen Werte (350) gut überein. Foote fand 290 C.G.S.

Die magnetischen Eigenschaften der Magnetitkristalle sind unlängst von Quittner nach dem Vorgange von Weiss systematisch untersucht worden. Da natürliche Magnetite von der schematischen Formel ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) zuweilen etwas abweichen und der Einfluß hiervon sich schwerlich übersehen läßt, so habe ich an dem oben erwähnten (§ 8) von Weiss magnetisch untersuchten chemischen Produkt die Ermittlung der Drehung als Funktion von \S wiederholt.

Künstlicher Magnetit. Die Messungen sind an demselben Spiegel ausgeführt worden, für den oben die Dispersion an-

1) H. du Bois, l. c. p. 38.

gegeben worden ist; er hatte die Form einer ziemlich unregelmäßig umrandeten runden Scheibe ($8,5 \times 11$ mm); die spiegelnde Fläche zeigte viele Risse und Poren. Gestalt und Entfernung der durchbohrten Polspitze wie oben. Nach Weiss¹⁾ ist der Sättigungswert der Magnetisierung dieses Magnetits

$$\mathfrak{I}_m = 476,5 \text{ C.G.S.}$$

Die erste Messungsreihe habe ich mit $\lambda = 589 \mu\mu$ ausgeführt. In diesem Spektralbereiche sind die Drehungen nach dem Vorigen positiv. Aus den in Tab. 13 (Fig. 11) angeführten Zahlen findet man

$$\varepsilon_m = +4,7', \quad \frac{\varepsilon}{4\pi} = 370 \text{ C.G.S.}$$

Tabelle 13.

$\varepsilon = F(\mathfrak{H})$. Magnetit (Weiss). $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	\mathfrak{H} (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
12	0,9	+ 4,64	+ 0,72'	$\pm 0,04' = \text{ca. } 6 \%$
12	2,2	+ 14,0	+ 2,17	$\pm 0,06 = \text{,, } 2,7$
15	3,2	+ 20,8	+ 3,22	$\pm 0,04 = \text{,, } 1,3$
15	5,0	+ 27,0	+ 4,18	$\pm 0,09 = \text{,, } 2$
10	7,3	+ 30,7	+ 4,75	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$
15	9,0	+ 30,4	+ 4,71	$\pm 0,04 = \text{,, } 1$
12	11,4	+ 30,5	+ 4,72	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$
14	17,0	+ 30,5	+ 4,72	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$

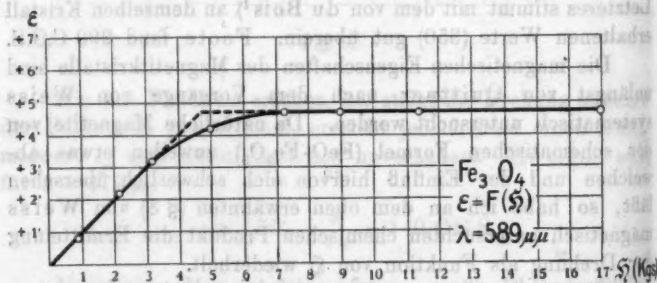


Fig. 11.

1) P. Weiss, Journ. de Phys. (3) 5. p. 435. 1896; (4) 9. p. 373. 1910. V. Quittner, Diss. Zürich 1908.

Dieser Wert stimmt ziemlich gut mit dem für natürlichen Magnetit im Vorigen ermittelten, aber nicht mit den Messungen, welche ich im Bereiche *negativer* Drehungen ausgeführt habe. Diese ergaben folgende in Tab. 14 (Fig. 12) enthaltene Zahlen.

Tabelle 14.

 $\varepsilon = F(\mathfrak{H})$. Magnetit (Weiss). $\lambda = 436 \mu\mu$.

N	\mathfrak{H} (kgs)	d (mm)	s (Minuten)	δs
19	1,15	- 6,7	- 1,03'	$\pm 0,05' = \text{ca. } 5 \%$
14	2,1	- 11,9	- 1,81	$\pm 0,05 = "$ 3
17	3,1	- 15,9	- 2,46	$\pm 0,14 = "$ 5
18	5,8	- 24,4	- 3,79	$\pm 0,18 = "$ 5
15	7,4	- 28,8	- 4,38	$\pm 0,18 = "$ 3
12	10,7	- 29,3	- 4,54	$\pm 0,14 = "$ 3
11	15,2	- 30,9	- 4,79	$\pm 0,09 = "$ 2
15	18,7	- 29,8	- 4,61	$\pm 0,07 = "$ 1,5

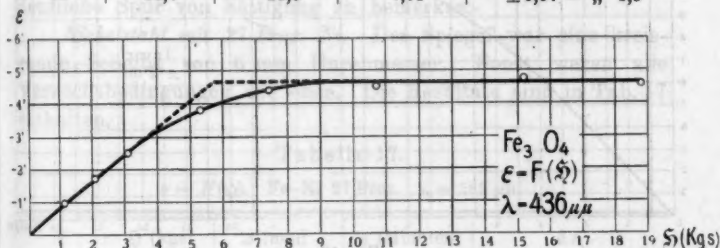


Fig. 12.

Es ergibt sich daher für $\lambda = 436 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = -4,7', \quad \frac{x}{4\pi} = 450 \text{ C.G.S.}$$

Dieser Wert stimmt mit dem Weiss'schen etwas besser überein. Freilich war der Spiegel zwischen den beiden Messungsreihen entfernt worden, so daß eine gleiche Lage nicht gewährleistet war.

„Invar“ (eine kreisrunde Scheibe von 8 mm Durchmesser). Der Spiegel ragte etwa 3 mm vor; die Entfernung der durchbohrten Polspitze war ca. 2 mm, ihre Form wie oben. Es ergibt sich aus der Tab. 15 (Fig. 13):

Tabelle 15.

 $\varepsilon = F(\delta)$. „Invar“. $\lambda = 574 \mu\mu$.

N	δ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
31	0,54	- 6,5	- 1,02'	$\pm 0,02' = 2,0 \%$
15	1,80	- 23,2	- 3,67	$\pm 0,02 = 0,5$
15	3,20	- 39,0	- 6,17	$\pm 0,03 = 0,5$
15	6,32	- 69,7	- 11,03	$\pm 0,05 = 0,4$
15	10,37	- 84,5	- 13,36	$\pm 0,03 = 0,2$
15	12,60	- 86,6	- 13,70	$\pm 0,02 = 0,1$
20	13,30	- 86,3	- 13,66	$\pm 0,03 = 0,2$
15	14,51	- 86,2	- 13,65	$\pm 0,03 = 0,2$

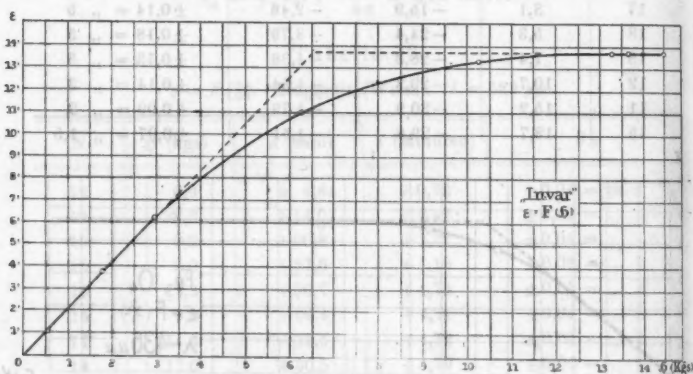


Fig. 13.

Für $\lambda = 574 \mu\mu$ ist

$$\varepsilon_m = -13,65', \quad \frac{x}{4\pi} = 530 \text{ C.G.S.}$$

Dieser 36 Proz. Ni enthaltende Stahl ist auch wirklich ziemlich stark ferromagnetisch. Seine Magnetisierung ist jedoch — soviel mir bekannt ist — bis jetzt noch nicht gemessen worden. Gar nicht, oder fast gar nicht ferromagnetisch sind dagegen bei Zimmertemperatur die anderen mir von Hrn. Hilpert freundlichst zur Verfügung gestellten Nickelstähle.

Nickelstahl mit 25,4 Proz. Ni. Der Spiegel hatte die Gestalt einer kreisrunden Scheibe von etwa 25 mm Durch-

messer und 2 mm Dicke. Die Entfernung der Polspitze (VI) vom Spiegel war etwa 1 mm.

Die Gestalt der Funktion $F(\xi)$ ist durch die in Tab. 16 enthaltenen Zahlen bestimmt.

Tabelle 16.

$$\varepsilon = F(\xi). \text{ Fe-Ni 25,4 Proz. } \lambda = 589 \mu\mu.$$

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
10	3,0	-18,0	-2,80'	$\pm 0,03' = \text{ca. } 1,0 \%$
10	5,9	-36,1	-5,80	$\pm 0,05 = \text{„ } 0,8$
10	10,5	-64,9	-10,06	$\pm 0,06 = \text{„ } 0,6$
10	18,0	-80,9	-12,50	$\pm 0,06 = \text{„ } 0,5$
10	16,8	-102,7	-15,92	$\pm 0,09 = \text{„ } 0,5$

Wie ersichtlich, steigt die negative Drehung mit der Feldstärke proportional an. Bis etwa 17 kgs ist noch kaum eine deutliche Spur von Sättigung zu bemerken.

Nickelstahl mit 27 Proz. Ni. Der Spiegel war eine kreisrunde Scheibe von 6 mm Durchmesser. Sonst waren alle Versuchsbedingungen wie oben. Die Resultate sind in Tab. 17 enthalten.

Tabelle 17.

$$\varepsilon = F(\xi). \text{ Fe-Ni 27 Proz. } \lambda = 589 \mu\mu.$$

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
15	0,5	-4,3	-0,66'	$\pm 0,05' = \text{ca. } 8 \%$
12	2,9	-23,2	-3,59	$\pm 0,04 = \text{„ } 1$
15	5,9	-45,5	-7,05	$\pm 0,07 = \text{„ } 1$
10	10,4	-80,1	-12,41	$\pm 0,06 = \text{„ } 1$
10	12,7	-95,4	-14,78	$\pm 0,19 = \text{„ } 1$
10	16,3	-111,6	-17,29	$\pm 0,09 = \text{„ } 0,5$

Bis etwa 10,5 kgs steigt die Drehung dem Feld proportional. Im Bereiche höherer Felder wird die Tendenz nach einem Sättigungszustande bemerkbar. Bis 17 kgs wird dieser aber noch nicht erreicht.

§ 12. Zur Erläuterung obiger bei Verbindungen und Legierungen auftretender Widersprüche muß folgendes hervor-

gehoben werden. Auf Grund der Untersuchung der Mikrostruktur des Magnetits sieht sich Mügge¹⁾ zu der Annahme genötigt, „daß der Magnetit eine feste Lösung von Fe_2O_3 in regulärem FeO vorstellt, die aber in langsamer Entmischung und weiterer Oxydation der Entmischungskomponente FeO begriffen ist.“ ... „Die Struktur des Magnetits würde demnach etwa zu vergleichen sein mit der der sogen. anomalen Mischkristalle, etwa der leicht sich trübenden Eisensalmiakkristalle. Beides sind etwa grob disperse und zwar kristalline Systeme und die völlige Undurchsichtigkeit des natürlichen Magnetits mag mit seiner *Inhomogenität* zusammenhängen (mehr Trübheit sein).“

Demnach wären die der du Boisschen Schlußweise zugrunde liegenden Voraussetzungen der physikalischen und chemischen Homogenität auch im Falle des natürlichen Magnetits kaum als erfüllt zu betrachten. Es muß auch der Umstand in Betracht gezogen werden, daß für die optische Erscheinung (Drehung) die dicht an der spiegelnden Fläche herrschende Magnetisierung maßgebend sein wird. Diese wird aber auch durch die Unvollkommenheit des Spiegels beeinflusst. Die nicht zu vermeidenden Risse und Poren an der Oberfläche des Spiegels tragen zu einer unregelmäßigen Verteilung bei und werden den Wert von α verringern. Wie schon an anderer Stelle hervorgehoben wurde, waren die untersuchten Flächen auch in dieser Beziehung nicht einwandfrei.

Was die Nickelstähle anbetrifft, so sind — wie aus der Untersuchung von Hilpert und Colver-Glauert (l. c), insbesondere aus den Ätzfiguren hervorgeht — die hochpolierten Flächen auch sicher keineswegs als homogen zu betrachten. Außerdem ist es nicht ausgeschlossen, daß man die unerwartet hohen Werte der Magnetisierung auf eine magnetische Modifikation der polierten Fläche zurückführen müssen.

§ 13. Einwandfrei wäre in dieser Beziehung demnach schon der Vergleich des direkt und des magnetooptisch ermittelten Sättigungswertes, falls beide Messungen an einem und demselben Stücke eines reinen Metalles ausgeführt worden

1) O. Mügge, N. Jahrb. f. Mineral. usw. Beilage 32. p. 533. 1911.

wären. Aus diesem Grunde habe ich auch einige Messungsreihen vorgenommen mit Spiegeln aus

Nickelmetall. Die an einem der Sammlung des Bosscha-Laboratoriums angehörenden angeblich 99 Proz. Ni enthaltenen Nickelspiegel (kreisrunde Scheibe von etwa 18 mm Durchmesser) ausgeführten Messungen ergaben folgende Resultate (Tab. 18, Fig. 14).

Tabelle 18.

$$s = F(\xi). \text{ Nickel (B.-L.). } \lambda = 477 \mu\mu.$$

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	s (Minuten)	δs
15	1,07	- 9,7	-1,53'	$\pm 0,03' = \text{ca. } 2 \%$
15	3,16	-25,1	-3,97	$\pm 0,07 = \text{,, } 1,7$
15	4,99	-40,7	-6,44	$\pm 0,07 = \text{,, } 1$
15	6,20	-49,6	-7,85	$\pm 0,07 = \text{,, } 0,9$
15	10,4	-56,3	-8,91	$\pm 0,09 = \text{,, } 1$
15	12,8	-56,2	-8,90	$\pm 0,09 = \text{,, } 1$
20	13,6	-56,1	-8,88	$\pm 0,08 = \text{,, } 0,9$

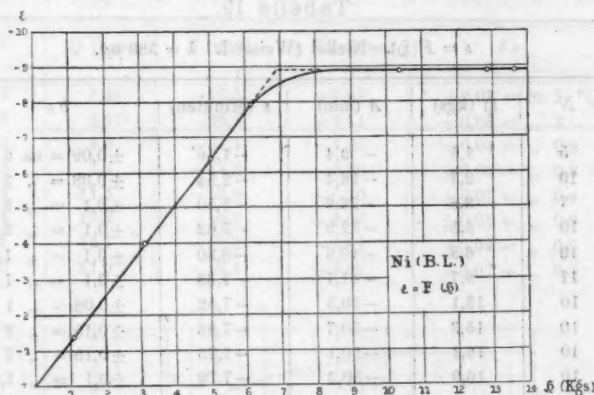


Fig. 14.

Also für $\lambda = 477 \mu\mu$

$$\epsilon_m = -8,9', \quad \frac{x}{4\pi} = 550 \text{ C.G.S.}$$

Dagegen fand Foote (l. c.) 600 C.G.S. Auf Grund direkter magnetischer Messungen gibt Weiss für seine Nickelprobe bei 18° l. c.

$$\epsilon_m = 479,0 \text{ C.G.S.}$$

Reinnickel. Ich habe daher mit dem mir von Prof. Weiss zur Verfügung gestellten Stücke Nickel (von Merck) meine Messungen wiederholt.

Der Spiegel hatte die Gestalt eines etwa 6 mm langen, 3 mm breiten Rechtecks von nicht ganz regelmäßiger Form. Er war demnach klein genug, um Zweifel darüber entstehen zu lassen, inwiefern die Resultate noch interpretierbar bleiben. Die Konfiguration des Feldes dicht an der Oberfläche des Spiegels wird sowohl durch die äußere und innere Form der durchbohrten Polspitze, wie auch durch ihre Entfernung vom Spiegel mit beeinflusst.

Erste Messung: Die Stirnfläche der Polspitze (V) war kreisförmig, der Durchmesser etwa 5 mm; die Bohrung war rechteckig, etwa 2,5 mm breit und 4 mm hoch, die Entfernung vom Spiegel betrug nur etwa 1,5 mm. Die Resultate sind in Tab. 19, Fig. 15 zusammengestellt.

Tabelle 19.

$\varepsilon = F(\delta)$. Nickel (Weiss) I. $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	δ (kgs)	A (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
5	1,5	- 9,4	- 1,46'	$\pm 0,09' = \text{ca. } 6 \%$
10	2,7	- 16,4	- 2,54	$\pm 0,08 = \text{,, } 3$
7	3,8	- 22,6	- 3,50	$\pm 0,1 = \text{,, } 3$
10	5,5	- 32,3	- 5,02	$\pm 0,1 = \text{,, } 2,5$
10	6,9	- 40,6	- 6,30	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,5$
11	8,7	- 47,7	- 7,39	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,3$
10	13,1	- 50,5	- 7,82	$\pm 0,08 = \text{,, } 1$
10	15,3	- 50,7	- 7,85	$\pm 0,15 = \text{,, } 2$
10	16,1	- 50,1	- 7,75	$\pm 0,15 = \text{,, } 2$
10	16,9	- 50,3	- 7,79	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,3$

Für $\lambda = 589 \mu\mu$ ergibt sich

$$\varepsilon_m = -7,8', \quad \frac{x}{4\pi} = 640 \text{ C.G.S.}$$

Zweite Messung: Es sind hierbei dieselben konisch durchbohrten Polspitzen (VI) verwendet worden, die bei der Untersuchung der Nickelstahle benutzt waren.

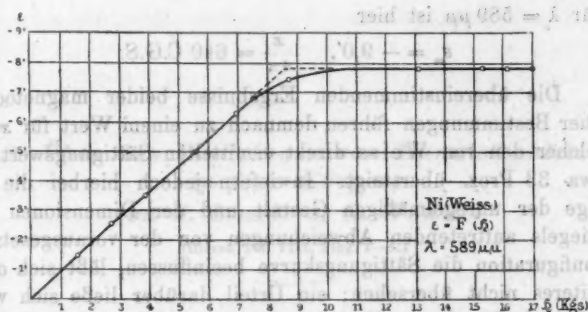


Fig. 15.

Die Resultate sind in Tab. 20 und Fig. 16 angegeben.

Tabelle 20.

$s = F(H)$. Nickel (Weiss) II. $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	H (kgs)	d (mm)	s (Minuten)	δs
12	1,49	-10,5	-1,62	$\pm 0,05' = \text{ca. } 2 \%$
13	2,97	-20,3	-3,14	$\pm 0,06 = " 2$
12	4,6	-31,1	-4,82	$\pm 0,04 = " 0,8$
15	7,2	-44,3	-6,86	$\pm 0,06 = " 0,8$
13	11,5	-52,9	-8,20	$\pm 0,07 = " 0,4$
14	17,3	-58,8	-9,02	$\pm 0,05 = " 0,6$
11	19,7	-58,2	-9,02	$\pm 0,04 = " 0,5$
10	21,0	-58,4	-9,05	$\pm 0,07 = " 0,8$

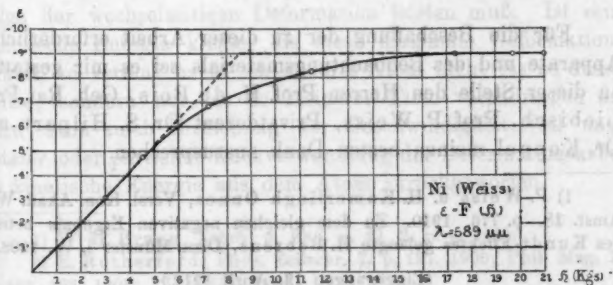


Fig. 16.

Für $\lambda = 589 \mu\mu$ ist hier

$$\epsilon_m = -9,0', \quad \frac{\alpha}{4\pi} = 640 \text{ C.G.S.}$$

Die übereinstimmenden Ergebnisse beider magnetooptischer Bestimmungen führen demnach zu einem Wert für $\alpha/4\pi$, welcher den von Weiss direkt ermittelten Sättigungswert um etwa 33 Proz. übersteigt. Inwiefern jedoch hierbei die infolge der unregelmäßigen Gestalt und der Dimensionen des Spiegels auftretenden Abweichungen von der vorausgesetzten Konfiguration die Sättigungskurve beeinflussen, läßt sich ohne weiteres nicht übersehen; ein Urteil darüber ließe sich wohl erst auf Grund ziemlich langwieriger Orientierungsversuche gewinnen. Die in Abschnitt II beschriebenen Messungen im Sättigungsbereich sind daher nur als schwer zu interpretierende Vorversuche zu betrachten, welche ich äußerer Umstände wegen leider abubrechen genötigt war.

§ 14. Zum Schluß mag noch der negative Befund bezüglich der magnetooptischen Wirkung des *Mangans* und des *Chromoxyds* erwähnt werden. Bei einer ferromagnetischen Probe des Mangans, welche mir Hr. Prof. Weiss freundlichst zur Verfügung stellte, war zuvor von Weiss und Kamerlingh Onnes eine spezifische Magnetisierung bis zu etwa 2,5 C.G.S. gefunden.¹⁾ In bezug auf den Kerr-Effekt ergab sich, daß die Drehung keinesfalls größer als 0,35' sein kann.

Auch bei dem zweifellos ferromagnetischen schwarzen *Chromoxyd* [$\text{Cr}_2\text{O}_3 = \text{CrO}_3(2\text{Cr}_2\text{O}_3)$], das mir in lebenswürdiger Weise von Hrn. Dr. Koppel überlassen wurde, war es unmöglich, eine Drehung nachzuweisen.

Für die Beschaffung der zu dieser Arbeit erforderlichen Apparate und des Beobachtungsmaterials sei es mir gestattet, an dieser Stelle den Herren Prof. H. du Bois, Geh. Rat Prof. Liebisch, Prof. P. Weiss, Privatdozent Dr. S. Hilpert und Dr. Koppel meinen besten Dank auszusprechen.

1) P. Weiss u. H. Kamerlingh Onnes, Versl. Kon. Akad. Wet. Amst. 18. p. 776. 1910. Zu dem gleichen negativen Ergebnis betreffs des Kundt-Effektes gelangte H. Behrens, Diss. Münster i. W. 1908.

(Eingegangen 13. April 1912.)

2. Über das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper; von J. Stark u. G. Wendt.

(Hierzu Taf. VIII, Figg. 1–8.)

Inhalt: § 1. Problem. — § 2. Methoden. — § 3. Negative Resultate über die Tiefenwirkung von Wasserstoffstrahlen auf feste Körper. — § 4. Positive Resultate über das Eindringen von Wasserstoffstrahlen. — § 5. Negatives Resultat über Tiefenwirkung von Quecksilberstrahlen. — § 6. Beobachtungen an Metallen, Zerstäubung verschiedener Kristallflächen. Resultate.

§ 1. *Problem.* — Wie heute wohl allgemein angenommen wird, vermögen α -Strahlen, also positiv geladene Heliumatome, andere Atome unter Abnahme ihrer Geschwindigkeit zentral zu durchfliegen. Die Erscheinung, daß sie in einem festen Körper oder in einem dichten Gas (Atmosphärendruck) eine scharf bestimmbare Reichweite¹⁾ besitzen und bei der Geschwindigkeit²⁾ $0,82 \cdot 10^9 \text{ cm sec}^{-1}$ zum Stillstand kommen, läßt sich dahin deuten³⁾, daß ihre dieser Geschwindigkeit entsprechende kinetische Energie $2 \cdot 10^{-6} \text{ Erg}$ gleich der Arbeit ist, welche das Heliumatomion beim zentralen Durchfliegen eines anderen Atoms entgegen den rücktreibenden Kräften infolge der wechselseitigen Deformation leisten muß. Ist seine kinetische Energie kleiner als diese maximale Deformationsarbeit, so vermag es in ein anderes Atom nicht bis zu dessen Mitte, sondern nur bis zu kleinerer Tiefe vorzudringen und wird dann nach Erreichung der Geschwindigkeit Null unter totaler oder partieller Rückverwandlung der Deformationsarbeit in kinetische Energie aus dem Atom zurückgeworfen.

1) W. H. Bragg, *Jahrb. d. Rad. u. El.* 2. p. 4. 1905.

2) E. Rutherford, *Phys. Zeitschr.* 7. p. 137. 1906; *Phil. Mag.* 10. p. 163, 193. 1905; 12. p. 134. 1906.

3) J. Stark, *Ann. d. Phys.* 28. p. 996. 1909.

Die kinetische Energie der Kanalstrahlen, wie sie unter den bis jetzt benutzten Versuchsbedingungen hergestellt wurden, ist für das einzelne Teilchen kleiner als $8 \cdot 10^{-8}$ Erg (50 000 Volt Kathodenfall und einwertiges Atomion), also viel kleiner als die minimale kinetische Energie, welche ein Heliumatomion zum Durchfliegen eines anderen Atoms benötigt. Ein Kanalstrahlenteilchen kann darum in ein anderes Atom nur bis zu einer geringen Tiefe eindringen und wird danach aus ihm wieder herausgeworfen.

Die Kräfte, welche sich einer Deformation des *Innern eines Atoms* entgegenstellen, sind, wie aus jener maximalen Deformationsarbeit zu schließen ist, sehr groß. Nach einer von dem einen von uns aufgestellten Valenzhypothese¹⁾ sitzen an der *Oberfläche chemischer Atome* gegenüber relativ ausgedehnten positiven Sphären punktförmige negative Elektronen; die von diesen ausgehenden elektrischen Kraftlinien vermitteln die Zusammenbindung von Atomen zu einem chemischen Molekül, indem sie zum Teil an das eigene Atom geheftet bleiben, zum Teil an positive Sphären benachbarter Atome desselben chemischen Moleküls sich binden. Die Kraftlinien jener Valenzelektronen bewirken auch die wechselseitige Zusammenbindung von Molekülen in einem festen Körper, indem ein Valenzelektron oder mehrere Valenzelektronen eines Moleküls einige wenige Kraftlinien nach positiven Sphären benachbarter chemischer Moleküle senden.

Bei einem festen Körper haben wir nach dieser Auffassung zwei Arten von Valenzkraftfeldern²⁾ zu unterscheiden, die innermolekularen (intramolekularen) Valenzfelder, welche zwischen den negativen Valenzelektronen und den zugeordneten positiven Sphären im Innern des chemischen Moleküls liegen, und die zwischenmolekularen (intermolekularen) Valenzfelder, welche zwischen den benachbarten Molekülen sich erstrecken. Da im Molekülinnern die Annäherung zwischen negativen Valenzelektronen und positiven Sphären im allgemeinen größer ist als zwischen diesen Stellen an benachbarten Molekülen, so ist das Volumen der zwischenmolekularen Valenzfelder in einem festen

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. 5. p. 124. 1908; 9. p. 15. 1912.

2) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung p. 123. S. Hirzel, Leipzig 1911; Jahrb. d. Rad. u. El. 9. p. 188. 1912.

Körper im allgemeinen größer als dasjenige der innermolekularen Valenzfelder. Oder auch mit anderen Worten, der Abstand zwischen Elektron und positiver Sphäre ist im Felde benachbarter Atome eines chemischen Moleküls im allgemeinen kleiner als im Felde benachbarter Moleküle eines festen Körpers.

Aus der Geometrie der inner- und der zwischenmolekularen Valenzfelder ergibt sich eine Folgerung über die Kräfte und Arbeiten bei ihrer Deformation und Dissoziation. Die Kräfte, welche sich der Auseinandertreibung von Elektron und positiver Sphäre im innermolekularen Feld entgegenstellen, sind größer als diejenigen im Falle der Deformation eines zwischenmolekularen Feldes; das gleiche gilt für die dabei geleisteten Deformationsarbeiten.¹⁾ In beiden Fällen kann die Auseinandertreibung und die geleistete Deformationsarbeit nicht ein gewisses Maximum (Dissoziationsarbeit) überschreiten, ohne daß eine totale Auflösung der Valenzfelder und eine Neuordnung der Kraftlinien der an ihnen beteiligten Valenzelektronen eintritt, also eine Dissoziation des chemischen Moleküls oder eine Lösung des Moleküls aus dem Verband benachbarter Moleküle erfolgt.

In den Kanalstrahlen besitzen wir nun Teilchen, deren Volumen von der Ordnung der Volumina der inner- und zwischenmolekularen Valenzfelder ist und welche außerdem dank ihrer kinetischen Energie beim Eindringen in diese Valenzfelder eine beträchtliche Deformations- oder sogar die Dissoziationsarbeit leisten können. Die Erscheinung des Eindringens von Kanalstrahlen zwischen die Atome oder Moleküle eines festen Körpers wird freilich dadurch verwickelt, daß das in ein Valenzfeld stoßende Kanalstrahlenteilchen im allgemeinen nicht bloß Deformationsarbeit leistet, sondern auch auf die Atome oder Elektronen, welche dem Valenzfeld angehören, kinetische Energie durch Stoß überträgt. Vermöge der vom stoßenden Kanalstrahlenteilchen übernommenen Energie kann dann ein dissoziiertes Valenzelektron, Atom oder Molekül als langsamer materieller Strahl aus der Oberfläche des festen Körpers heraus in den angrenzenden Gasraum übertreten. In der Tat bringen Kanalstrahlen beim Auftreffen auf feste Körper lang-

1) Über den Zusammenhang zwischen Volumen- und Energieänderung des Valenzfeldes vgl. J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. 9. p. 16. 1912.

same Kathodenstrahlen¹⁾ zur Emission; dafür daß sie auch Atome von ihren eigenen Valenzelektronen fortstoßen und als leuchtende positive Atomionen aus der festen Oberfläche herauswerfen können, haben wir an anderer Stelle²⁾ den experimentellen Beweis geführt. Daß feste Körper unter auftretenden Kanalstrahlen Atome oder Moleküle in den angrenzenden Gasraum abgeben, ist eine seit langer Zeit als kathodische Zerstäubung bekannte Erscheinung. Diese ist besonders von G. Granquist³⁾, L. Holborn und L. W. Austin⁴⁾ und V. Kohlschütter⁵⁾ eingehend experimentell studiert worden und läßt sich, wie der letztere Forscher⁶⁾ gezeigt hat, zwanglos nach der von dem einen von uns gegebenen Atomstrahlentheorie⁷⁾ auf dem Boden der obigen Auffassung deuten. Auf kathodische Zerstäubung sind bis jetzt fast ausschließlich Metalle untersucht worden. Gemäß unserer Theorie werden ebenso wie diese auch isolierende elementare Stoffe oder Verbindungen wie Quarz, Kalkspat und Flußspat durch Kanalstrahlen zerstäubt. Diese Folgerung haben in der Tat die nachstehenden Beobachtungen bestätigt. Daß endlich die Kanalstrahlen durch ihren Stoß auch innermolekulare Valenzfelder an der Oberfläche fester Körper dissoziieren, also chemische Wirkungen hervorbringen können, dafür sind bereits zahlreiche Beispiele⁸⁾ bekannt.

1) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. 13. p. 212. 1905; Chr. Fuchtbauer, Physik. Zeitschr. 7. p. 748. 1906; L. W. Austin, Phys. Rev. 22. p. 312. 1906.

2) J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. 38. p. 669. 1912.

3) G. Granquist, Svensk. Vet. Akad. Förh. 55. p. 709. 1897/98.

4) L. Holborn u. L. W. Austin, Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 4. p. 101. 1904.

5) V. Kohlschütter, Zeitschr. f. Elektrochem. 12. p. 869. 1906; 14. p. 417, 437, 681. 1908; 15. p. 316. 1909.

6) V. Kohlschütter, Zeitschr. f. Elektrochem. 15. p. 316. 1909; Jahrb. d. Rad. u. El. 9. 3. Heft. 1912.

7) J. Stark, Zeitschr. f. Elektrochem. 14. p. 754. 1908; 15. p. 509. 1909.

8) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 9. p. 703. 1902; W. Wien, Physik. Zeitschr. 3. p. 440. 1902; H. v. Dechend u. W. Hammer, Zeitschr. f. Elektrochem. 17. p. 235. 1911; V. Kohlschütter, Zeitschr. f. Elektrochem. 17. p. 393. 1911. Die gelegentlich von uns gemachten Beobachtungen in dieser Hinsicht (J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. 38. p. 669. 1912) erwähnten wir lediglich im Zusammenhang mit der Lichtemission durch Kanalstrahlen an festen Körpern.

Nun lassen die obigen Darlegungen noch eine andere Erscheinung an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen erwarten. Es ist nämlich möglich, daß Kanalstrahlenteilchen beim Eindringen in die zwischenmolekularen Valenzfelder zwischen benachbarten Molekülen diese bzw. ihre miteinander verbundenen Elektronen und positiven Sphären unter Leistung von Arbeit zunächst auseinanderschieben, dann von ihnen nach Überschreiten eines Maximums der Auseinanderschiebung beim Weiterlaufen unter Rückgewinnung von kinetischer Energie in ihrer Richtung beschleunigt werden, darauf das nächstfolgende zwischenmolekulare Valenzfeld in der gleichen Weise durchlaufen und auf diese Weise bis zu einer gewissen Tiefe unter der Oberfläche des festen Körpers vordringen. Es liegt auf der Hand, daß in der vorstehenden Weise zwischenmolekulare Valenzfelder bei kleinerer kinetischer Energie des Kanalstrahlenteilchens oder in größerer Zahl hintereinander von demselben Strahlenteilchen durchflogen werden können als innermolekulare Valenzfelder; ferner ist bei jenen die Wahrscheinlichkeit kleiner als bei diesen, daß beim Durchfliegen eine dauernde totale Lösung der Bindung zwischen den Valenzelektronen und zugeordneten positiven Sphären eintritt. Der mögliche Fall, daß Kanalstrahlen die zwischenmolekularen Valenzfelder fester Körper durchfliegen und so in diese eindringen, wird darum viel häufiger vorkommen und leichter zu verwirklichen sein als der Fall, daß innermolekulare Felder ohne dauernde Dissoziation durchflogen werden.

Weiter lassen sich folgende Verhältnisse vorhersehen. Ein Kanalstrahlenteilchen wird um so mehr Valenzfelder hintereinander durchfliegen und um so tiefer in den festen Körper eindringen können, je kleiner sein Volumen (Atomgewicht), je größer seine kinetische Energie und je kleiner die Deformationsarbeit ist, welche beim Auseinanderdrängen zweier benachbarter Körpermoleküle um eine gewisse Strecke zu leisten ist. Hieraus ergeben sich die Aufgaben, das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper erstens für verschiedene Geschwindigkeiten von Strahlen derselben Art, zweitens für verschiedene Atomgewichte der Kanalstrahlen, drittens für feste Körper von verschieden dichter Lagerung der Moleküle zu untersuchen.

Die einfachste Methode zum Nachweis des Eindringens von Kanalstrahlen in feste Körper scheint darin zu bestehen, die Kanalstrahlen durch eine sehr dünne Schicht eines festen Körpers hindurchfliegen zu lassen und hinter diesen, sei es als fortlaufende Kanalstrahlen zu beobachten, sei es nach Anreicherung der aus ihnen sich bildenden Gasmoleküle hinter der Schicht deren Auftreten spektralanalytisch festzustellen. Die letztere Methode (Fliegen von Kanalstrahlen aus dem Entladungsraum durch eine dünne Schicht in einen anderen Raum, spektralanalytischer Nachweis) ist in der Tat in geschickter Weise von A. N. Goldsmith¹⁾ angewendet worden, und zwar gibt dieser Autor an, daß nach seinen Versuchen H- und He-Kanalstrahlen durch Glimmer von 0,002—0,006 mm Dicke hindurchfliegen können. Indes ist diese Methode nicht frei von dem Einwand, daß infolge der Zerstäubung durch die Kanalstrahlen zunächst an einzelnen Stellen sehr enge Poren in der äußerst dünnen Schicht geschaffen werden und daß dann durch diese die kleinsten Gasmoleküle hindurchdiffundieren.

Wenn wirklich Kanalstrahlenteilchen in das Innere eines festen Körpers eindringen können, dann muß diese Erscheinung eine andere zur Folge haben, so daß aus dem Nachweis der einen auf die andere Erscheinung geschlossen werden kann. Es ist nämlich zu erwarten, daß die Kanalstrahlenteilchen, welche unter die Oberflächenschicht gedrungen und sich hier durch Heranholung negativer Elektronen neutralisiert haben, sich zunächst an einzelnen Stellen anhäufen, hier nach allen Seiten und so auch auf die über ihnen liegende Stelle der Oberflächenschicht einen Druck ausüben, diese Stelle nach außen schieben und sie entweder unter Bildung einer Kammer über sich wölben oder von innen her nach außen absprengen und so eine mikroskopische Vertiefung in die Oberfläche reißen werden. Indem dieser Vorgang an zahlreichen Stellen der von den Kanalstrahlen getroffenen festen Oberfläche sich abspielt, werden sich an der Auftreffstelle zahlreiche kleine Erhebungen, Bläschen oder kraterförmige Vertiefungen ausbilden. Ein Herausdiffundieren der als Strahlen eingedrungenen Atome aus dem festen Körper ist jedenfalls bei gewöhnlicher Temperatur

1) A. N. Goldsmith, Phoenix Pys. Lab. Contrib. Nr. 26. 1911.

ausgeschlossen; denn der Rückkehr der eingedrungenen Atome nach ihrer Bremsung legen sich die zwischenmolekularen Valenzfelder des festen Körpers in den Weg; zu deren Durchdringung fehlt jenen bei mäßiger Temperatur die große kinetische Energie, welche sie zum Eindringen befähigt hat. Bei höherer Temperatur mögen allerdings in gewissen Fällen als Kanalstrahlen eingedrungene Gasatome aus dem festen Körper wieder herausdiffundieren.

Auf den ersten Blick mag es scheinen, daß nicht, wie eben dargelegt wurde, eine mechanische Tiefenwirkung an einzelnen Stellen sich ausbilden, sondern daß die Oberflächenschicht als Ganzes von denen unter sie gedrungenen Kanalstrahlenteilchen abgehoben werden müßte. Denn diese fallen ja zwar momentan in verschieden großer Zahl auf gleich große mikroskopisch kleine Oberflächenstücke auf, indes in den aufeinanderfolgenden Zeitmomenten in derartig wechselnder Zahl, daß die Zahlen der Kanalstrahlen, welche in einer endlichen Zeit auf gleich große Stücke der Auftreffstelle auffallen, gleich groß sind. Jedoch ist zu beachten, daß zunächst nur an einzelnen wenigen Stellen zufällig hintereinander mehrere Kanalstrahlen in die Tiefe unter die Oberfläche dringen; sowie aber dies geschehen ist, sind diese Stellen mehr als die übrigen für das Eindringen von weiteren Kanalstrahlenteilchen befähigt und können so mit wachsender Schnelligkeit den übrigen in der Ansammlung eingedrungener Strahlenteilchen vorausseilen. Durch den Zwang, welche die eingedrungenen Strahlenteilchen auf die Moleküle über ihnen in der Oberflächenschicht ausüben, werden nämlich diese auseinandergedrängt, der Abstand zwischen ihnen wird größer, infolgedessen können die späteren Kanalstrahlen, welche eine solche ausgezeichnete Stelle treffen, leichter in die Tiefe eindringen und sich zu den hier bereits angesammelten Teilchen gesellen.

Daß Kanalstrahlen in einen festen Körper einzudringen vermögen, hat übrigens der eine von uns bereits früher aus einer anderen Erscheinung¹⁾ gefolgert. Es zeigte sich nämlich auf Grund von Beobachtungen über den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen, daß bei kleiner Geschwindigkeit (600 Volt) die

1) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. 28. p. 996. 1909.

Reflexion von Wasserstoffstrahlen an Glas von erheblichem Betrag ist, daß sie dagegen bei großer Geschwindigkeit (3000 Volt) nicht merkbar ist. Dieses Fehlen der Reflexion bei großer Geschwindigkeit erklärt sich daraus, daß schnelle Strahlen in das Innere von Glas eindringen und hier zum Stillstand kommen.

§ 2. *Methoden.* — Zur Aufsuchung einer Tiefenwirkung auftreffender Kanalstrahlen wurden 0,2–3 mm dicke ebene polierte Platten in der folgenden Weise verwendet. Die Kathode des Glimmstromes, welcher die Kanalstrahlen erzeugte, hatte die aus den Figg. 1–3 ersichtliche Form; es war nämlich vorne auf eine 1 mm dicke Aluminiumscheibe *KK* von 25 mm Durchmesser ein 1 cm hoher Zylinder *ZZ* von 0,6 mm dickem Aluminiumblech aufgenietet; in der Mitte der Scheibe



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

war ein 2 mm weites kreisförmiges Loch angebracht. Auf die Rückseite der Scheibe war die zu untersuchende Platte *PP* unter unmittelbarer Berührung aufgesetzt, und zwar war sie im Falle der Fig. 1 durch umgebogene Stifte *SS* am Rande gehalten, im Falle der Fig. 2 wurde sie durch ein dünnes Aluminiumblech *AA*, das in der Mitte einen 4 mm weiten Ausschnitt besaß, gehalten, im Falle der Fig. 3 war hinter dieses Blech noch eine streifenförmige Klappe *LL* gesetzt, die um die Achse *H* drehbar war. Diese Klappe bestand aus Eisenblech, um welches dünnes Aluminiumblech gelegt war; sie hing für gewöhnlich über das Loch in dem Blech *AA*; sollte die exponierte Plattenstelle von hinten betrachtet werden, so wurde die Klappe mittels eines kleinen Elektromagneten von außen zur Seite gezogen. Die drei Anordnungen ergaben hinsichtlich der mechanischen Tiefenwirkung an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen keine Unterschiede. Mechanisch am bequemsten ist die Anordnung 2 zu handhaben; das die zu

untersuchende Platte andrückende Aluminiumblech kann nämlich unter drei Haken am Rand der Kathode in der Art eines Bayonetverschlusses geschoben werden.

Die verwendete Stromröhre hatte die aus der Fig. 4 ersichtliche Form. Der Kathode KK war eine scheibenförmige Antikathode JJ gegenübergestellt; diese hatte den Zweck, die von der Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen aufzufangen und so eine schädliche Erwärmung der Glaswand zu verhindern; den gleichen Zweck hatte der an ihr angenietete Fortsatz FF . Diesem gegenüber war ein 0,6 cm weites Seitenrohr an die Röhre angesetzt, in ihm befand sich die Anode aus einem 2,5 mm dicken Aluminiumdraht. Der Abstand der Kathode von der Antikathode betrug 11–16 cm. Auf der Kathodenseite wurde die Röhre durch eine aufge kittete Glasplatte abgeschlossen. Zwischen dieser und der Röhre war ein

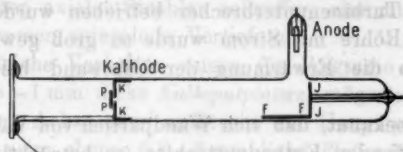


Fig. 4.

dünnere Kupferdraht als Stromzuleitung zur Kathode hindurchgeführt.

Als Kanalstrahlen sollten Wasserstoff- und Quecksilberstrahlen zur Verwendung kommen. Um jene in großer Reinheit zu erhalten, wurde die Röhre im Anfang des Betriebes andauernd mit Wasserstoff so lange gespült, bis die Kanalstrahlen längere Zeit die charakteristische Farbe der Wasserstoffstrahlen beibehielten; trat während des Betriebes eine Verfärbung ein, so wurde abgepumpt und danach frischer Wasserstoff eingelassen. Zur Gewinnung von Quecksilberkanalstrahlen waren in den von der Kathode abgelegenen Teilen der Röhren mehrere Quecksilbertröpfchen verteilt; nachdem die Röhre zunächst ohne Strom gut ausgepumpt war, wurden von außen die Tröpfchen erwärmt und zur Dampf-abgabe veranlaßt; darauf wurde der Strom durch die Röhre geschlossen, diese in dauernder Verbindung mit der gut arbeitenden Pumpe gelassen und nur, wenn der Druck zu

niedrig geworden war, das Quecksilber in der Röhre neu angewärmt.

Bei gleichem Kathodenfall kommen in Hg-Dampf einwertige Atomionen vor von gleicher kinetischer Energie, wie sie die einwertigen Molekül- und Atomionen in H_2 -Gas besitzen; außerdem in kleinerer Zahl zweiwertige Hg-Atomionen von doppelt so großer kinetischer Energie und in noch geringerer Zahl dreiwertige Atomionen von dreifach so großer Energie.¹⁾ Im Durchschnitt haben also die Kanalstrahlenteilchen in Hg-Dampf eine größere kinetische Energie als in H_2 -Gas bei gleichem Kathodenfall. Ein wichtiger Unterschied zwischen den zwei Strahlenarten besteht hinsichtlich der Masse, diese ist 200 bzw. 100 mal größer als diejenige der H- bzw. H_2 -Strahlen.

Als Stromquelle diente ein großes Induktorium, das mit Quecksilber-Turbinenunterbrecher betrieben wurde. Die Belastung der Röhre mit Strom wurde so groß gewählt als bei Dauerbetrieb die Erwärmung der Glaswand bei der Antikathode zuließ.

Es ist bekannt, daß sich Wandpartien von Vakuumröhren unter auftreffenden Kathodenstrahlen zu beträchtlichen Spannungen aufladen können. Nun wurden in der vorliegenden Untersuchung auch isolierende Körper wie Glas und Quarz den Kanalstrahlen ausgesetzt. Man könnte nach Analogie schließen, daß sie durch die positiven Strahlen zunächst ebenfalls zu erheblichen Spannungen aufgeladen wurden und dann die weiteren auf sie zulaufenden Kanalstrahlen verzögerten. Ein solcher Schluß wäre indes unrichtig; die Aufladung eines isolierenden oder isolierten Körpers durch negative oder positive Strahlen kann nämlich nur dann erfolgen, wenn der an den Körper grenzende Gasraum wenig ionisiert ist. Ist dagegen so starke Ionisierung wie in einem leuchtenden Kanalstrahlenbündel vorhanden, dann bleibt die Aufladespannung im Verhältnis zu dem die Strahlen erzeugenden Kathodenfall sehr klein.

§ 3. *Negative Resultate über die Tiefenwirkung von Wasserstoffstrahlen auf feste Körper.* — Sämtliche im Nachstehenden ge-

1) J. Stark, W. Hermann u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. 21. p. 462. 1906; J. J. Thomson, Jahrb. d. Rad. u. El. 8. p. 197. 1911.

nannten festen Körper wurden mit langsamen und mit schnellen Wasserstoffkanalstrahlen untersucht. Die „langsamen“ Strahlen wurden mit einem Kathodenfall von 3000—5000 Volt erzeugt, die schnellen mit einem Kathodenfall größer als 10000 Volt. Zunächst seien die negativen Resultate über die Tiefenwirkung von Wasserstoffstrahlen auf feste Körper mitgeteilt.

Quarz in Platten (0,2—3 mm dick), senkrecht oder parallel der optischen Achse geschnitten, erfährt sowohl durch schnelle wie durch langsame Wasserstoffstrahlen lediglich eine Zerstäubung an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen. Diese bleibt selbst nach Abtragung einer 0,05 mm dicken Schicht ebenso blank und spiegelnd wie vor der Zerstäubung, sie zerstreut seitlich keine wahrnehmbare Lichtmenge und zeigt unter dem Mikroskop auch bei stärkster Vergrößerung nicht die geringste Rauigkeit. Es bildet sich auf ihr lediglich an dem Orte, wo die schnellsten axialen Strahlen auftreffen, eine muldenförmige, aber vollkommen spiegelnde Vertiefung.

Das gleiche Verhalten zeigen für langsame Wasserstoffstrahlen 0,8—1 mm dicke *Kalkspatplatten*, mögen sie senkrecht zur optischen Achse oder senkrecht zur Hauptspaltungsebene geschnitten sein, ebenso 0,8—2 mm dicke *Flußspatplatten*, senkrecht zur Hauptspaltungsebene geschnitten, endlich 0,5—1,8 mm dicke *Glasplatten*. Für schnelle Wasserstoffstrahlen liefern indes diese Substanzen ein anderes Verhalten.

Die Erscheinung, daß Substanzen, wie Quarz, Kalkspat, Flußspat und Glas, trotz erheblicher Zerstäubung unter auftreffenden Kanalstrahlen blank bleiben, ist in folgender Weise zu deuten. Das einzelne die feste Oberfläche treffende Kanalstrahlenteilchen dringt in diesen Fällen nicht unter die oberste Molekülschicht, sondern wird von dem zentral getroffenen Atominnern oder von einem inner- oder einem zwischenmolekularen Valenzfeld nach Erreichung einer gewissen Deformation wieder zurückgeworfen, oder kommt bereits in der obersten Molekülschicht zum Stillstand, um danach in den Gasraum zurück zu diffundieren. Dabei gibt es während des Stoßes an die getroffenen Atome oder Moleküle und möglicherweise durch deren Vermittlung auch an benachbarte Moleküle kinetische Energie ab; diejenigen Atome oder Moleküle, welche auf diese Weise eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur festen

Oberfläche erhalten, treten aus dieser als langsamer Strahl aus, wenn ihre kinetische Energie zur Leistung der Austrittsarbeit ausreicht. In einem bestimmten Moment treffen zwar nur an bestimmten unregelmäßig verteilten Punkten auf der festen Oberfläche Kanalstrahlenteilchen auf und schaffen an ihnen durch Abtrennung eines Moleküls oder mehrerer Moleküle Unebenheiten; deren Durchmesser und Tiefen sind aber von der Ordnung eines Moleküldurchmessers, also viel kleiner als die Wellenlänge sichtbaren Lichtes, sie können sich darum optisch nicht bemerkbar machen. Sie können außerdem durch längere Bestrahlung keine größere Ausdehnung und Tiefe neben unverändert bleibenden kleinen Bezirken gewinnen. Denn die folgenden Kanalstrahlenteilchen treffen im allgemeinen nicht an den Endpunkten der vorausgehenden Strahlenteilchen, sondern in unregelmäßiger Verteilung zum Teil an ihnen, zum Teil an anderen Punkten auf. Setzt man darum die Auftreffstelle des festen Körpers längere Zeit der zerstäubenden Wirkung der Kanalstrahlen aus, so treffen auf jeden Punkt mit großer Annäherung gleich viele Teilchen auf, infolgedessen wird in mikroskopischen Bezirken der Auftreffstelle die Oberflächenschicht gleichmäßig abgetragen.

§ 4. *Positive Resultate über das Eindringen von Wasserstoffstrahlen.* — Steinsalzplatten (0,8—1 mm dick) werden an der Auftreffstelle langsamer Wasserstoffstrahlen rau; diese bedeckt sich mit kleinen trichterförmigen Vertiefungen, die bereits bei mäßiger Vergrößerung sichtbar sind. Abbildung 1 der Taf. VIII zeigt einen Teil der Auftreffstelle in starker mikrophotographischer Vergrößerung. Schnelle Wasserstoffstrahlen reißen in die Steinsalzfläche größere derartige Vertiefungen; außerdem graben sie in sie in zwei zueinander senkrecht stehenden Richtungen Furchen, wie sie die mikrophotographische Abbildung 2 der Taf. VIII erkennen läßt. Läßt man ein dünnes Bündel besonders schneller Strahlen auf eine Steinsalzplatte fallen, so bilden sich zunächst an der Auftreffstelle die oberflächlichen Furchen aus, nach einiger Zeit vertiefen sich diese zu kleinen, allmählich an Tiefe und Länge gewinnenden Rissen, die schließlich zu einem Springen der Platte führen.

Sylvin, in Platten von 0,8 mm Dicke, wird ebenfalls wie Steinsalz durch langsame Kanalstrahlen bereits nach 20 Min.

beträchtlich geraut; doch sind bei ihm die kleinen in die Oberfläche gerissenen Löcher weniger breit und tief als bei Steinsalz.

Glimmer zeigt nach längerer (1—2 Stunden) Behandlung mit langsamen Wasserstoffstrahlen an der Auftreffstelle in starkem Licht eine schwache Zerstreuung bläulichen Lichtes. Bei starker mikroskopischer Vergrößerung unter Dunkelfeldbeleuchtung nimmt man an der Auftreffstelle dicht nebeneinander zahlreiche Punkte wahr, von denen man nicht sagen kann, ob sie Vertiefungen oder Erhebungen auf der Oberfläche sind. Raschere Strahlen (10000 Volt) verstärken die Rauigkeit der von ihnen getroffenen Glimmerfläche; diese läßt nunmehr im Mikroskop zahlreiche kleine trichterförmige Vertiefungen erkennen; die mikrophotographische Abbildung 3 (Taf. VIII) zeigt eine so veränderte Fläche und darunter eine nicht exponierte Stelle. Geht man zu sehr raschen Kanalstrahlen über, so werden von ihnen an der Auftreffstelle dünne Schichten von makroskopischer Ausdehnung abgerissen, die Auftreffstelle gräbt sich infolgedessen rasch in eine 0,1—0,5 mm dicke Glimmerplatte ein.

Kalkspat, welcher unter langsamen Wasserstoffstrahlen vollkommen blank bleibt, wird durch schnelle Strahlen um so mehr geraut, je größer deren Geschwindigkeit ist. Nach einer ungefähr einstündigen Exposition bilden sich zunächst runde mikroskopische Erhebungen aus; ist die Platte senkrecht zur Hauptspaltungsebene geschnitten, so häufen sich diese Erhebungen längs Geraden parallel der Spaltungsebene, wie es in der mikrophotographischen Abbildung 4 (Taf. VIII) angedeutet zu sehen ist. Wird die Bestrahlung fortgesetzt, so gewinnen die Erhebungen zunächst Bläschenform; dann bricht bei den einen früher, bei den anderen später die Decke durch, es bilden sich Vertiefungen und die Auftreffstelle nimmt eine grobe Rauung an.

Flußspat zeigt bei mäßig raschen Strahlen (10000 Volt) nach 2 Stunden an der Auftreffstelle eben nur einen schwachen Rauungshauch im zerstreuten Licht bei intensiver Beleuchtung; Strahlen über 15000 Volt bringen aber auch bei ihm nach einer ein- bis zweistündigen Exposition eine deutlich wahrnehmbare Tiefenwirkung hervor, indem sie in unregelmäßiger

Verteilung mikroskopisch kleine kraterförmige Vertiefungen in die Oberfläche reißen (Abbildung 5, Taf. VIII); bei weiter fortschreitender Tiefenwirkung bildet sich, ausgehend von der Stelle stärkster Rauhung, leicht ein Riß in der Kristallplatte aus.

Glas von 0,8 mm Dicke gibt nach mehrstündiger Behandlung mit raschen Strahlen an der Auftreffstelle ebenfalls eine Rauhung unter Ausbildung von sehr vielen kleinen Sprüngen und Bläschen in einer dünnen Schicht an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen.

Die vorstehenden mechanischen Veränderungen fester Körper an der Auftreffstelle von Wasserstoffkanalstrahlen lassen sich zwanglos als eine Folge des Eindringens von Wasserstoffstrahlen unter die oberste Körperschicht deuten, wie es oben als möglich vorhergesagt wurde. Auf Grund jener Darlegungen ist auch ohne weiteres das Resultat verständlich, daß für denselben festen Körper die mechanische Tiefenwirkung um so stärker hervortritt, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist. Ferner ist das Resultat verständlich, daß Strahlen derselben Art in verschiedene feste Körper verschieden leicht oder tief eindringen, und zwar kann es nicht überraschen, daß das Eindringen um so leichter erfolgt, je geringer die Härte des untersuchten festen Körpers ist. Ordnet man nämlich die untersuchten Körper nach abnehmender Härte, so erhält man dieselbe Reihe, wie wenn man sie nach der Stärke der Tiefenwirkung der Kanalstrahlen ordnet, nämlich die Reihe: Quarz (308), Glas (210—274), Flußspat (110), Kalkspat (92), Glimmer (75), Sylvin (etwas über 20), Steinsalz (20), worin die eingeklammerten Zahlen absolute Härten nach F. Auerbach¹⁾ bedeuten.

Die Erscheinung, daß bei Steinsalz und Kalkspat die Stellen der Tiefenwirkung rippenförmig parallel der Hauptsplattungsebene sich anordnen, ist auf Grund jener Darlegungen in folgender Weise zu deuten. Senkrecht zu einer Hauptsplattungsebene hat das zwischenmolekulare Valenzfeld ein Mini-

1) F. Auerbach, Wied. Ann. 58. p. 380. 1896. Mit Hilfe der von Auerbach angegebenen Härte-Härteskala-Kurve wurde der Wert für Glimmer zu 75, entsprechend einer Härtenummer von 2,8 bestimmt.

zum seiner Stärke oder ein Maximum seiner Ausdehnung, verglichen mit anderen Richtungen; durch diesen Teil des zwischenmolekularen Valenzfeldes vermögen darum Wasserstoffstrahlen leichter zu fliegen als durch andere Teile und haben sich Wasserstoffatome an einer Stelle in der Tiefe angesammelt, so drängen sie dort das Kristallgitter längs einer Hauptspaltungsebene weiter als längs anderen Richtungen auseinander und erleichtern so in ihrer Nachbarschaft vorzugsweise längs jener Ebene später folgenden Kanalstrahlen das Eindringen.

Auch folgende Verhältnisse lassen sich leicht deuten. Glas ist bei Zimmertemperatur in der Härte nicht viel von Quarz verschieden; es läßt schnelle Strahlen in sich eindringen, dagegen zeigt Quarz auch nicht eine Spur einer Tiefenwirkung. Nun besitzt Quarz einen sehr viel kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Glas. Unter den Kanalstrahlen erwärmt sich indes die Auftreffstelle um so mehr, je dünner die exponierte Platte ist; die Temperatur bleibt freilich selbst bei einer 0,5 mm dicken Glasplatte unter derjenigen der Rotglut, mag allerdings bei einer 0,2 mm dicken Platte an diese heranreichen. Aus dem Unterschied der thermischen Ausdehnungen und der Härten bei höherer Temperatur erklärt sich die verschiedene Größe der Tiefenwirkung.

Aus dem Steigen der Bestrahlungstemperatur bei Abnahme der Plattendicke erklären sich folgende Beobachtungen bei Glas. Die mechanische Tiefenwirkung, insonderheit die Bildung von Bläschen infolge des Eindringens von Kanalstrahlen tritt bei Glasplatten um so früher ein, je geringer ihre Dicke ist; bei 0,2 mm dicken Platten stellt sie sich bereits nach wenigen Minuten intensiver Bestrahlung ein. Eine solche Platte zeigt dann an der Auftreffstelle in schaumartiger Anordnung zahlreiche Bläschen; deren Größe nimmt von der Mitte der Auftreffstelle nach außen zu ab, wie es die mikrophotographische Abbildung 6 (Taf. VIII) bei schiefer Beleuchtung erkennen läßt. Aus der Faltung der Oberfläche rund um die Auftreffstelle läßt sich schließen, daß hier das Glas infolge der Erwärmung erweicht war. Ob übrigens in diesem Fall alle Bläschen in dem dünnen Glasplättchen von einer Ansammlung eingedrungenen Wasserstoffs und nicht von einer

chemischen Wirkung herrühren, möchten wir dahingestellt sein lassen.

§ 5. *Negatives Resultat über die Tiefenwirkung von Quecksilberstrahlen.* — Langsame, zumeist aber schnelle Quecksilberkanalstrahlen ließen wir eine halbe Stunde bis zu zwei Stunden lang auf Platten von Quarz, Glas, Fluspat, Glimmer, Steinsalz auffallen. In allen Fällen erfolgte zwar eine beträchtliche Zerstäubung der Auftreffstelle, diese blieb aber dabei blank und nahm keine Spur einer Rauhung an, wie sie für die Wasserstoffstrahlen erhalten wurde. Nur Kalkspat schien eine Ausnahme zu zeigen. Die Auftreffstelle bedeckte sich nämlich mit einer weißlichen Schicht; diese zeigte indes eine ganz andere Struktur als die Rauhung durch Wasserstoffstrahlen. Es war zu vermuten, daß sie eine CaO -Haut war, welche sich aus CaCO_3 infolge starker Erwärmung durch die Quecksilberstrahlen gebildet hatte. Diese Vermutung bestätigte sich; als wir nämlich die Auftreffstelle mit Wasser befeuchteten, löste sich die weiße Haut etwas und ließ sich danach mit einem weichen Tuch abwischen.

Der Umstand, daß Quecksilberkanalstrahlen an den untersuchten festen Körpern keine mechanische Tiefenwirkung hervorbringen, ist nach den einleitenden theoretischen Darlegungen dahin zu deuten, daß das Volumen der Quecksilberatome zu groß ist, als daß sie bei der ihnen erteilten kinetischen Energie die zwischenmolekularen Valenzfelder bis zu merkbarer Tiefe zu durchfliegen vermöchten.

Das negative Resultat für Quecksilberstrahlen bedeutet auch eine Stütze der gegebenen Erklärung des positiven Resultates für Wasserstoffstrahlen. Man kann dieses nämlich nicht durch die Annahme deuten, daß die Kanalstrahlenteilchen selber nicht in die bestrahlten festen Körper eindringen, sondern sei es durch die Fortpflanzung ihres Stoßes längs einer Molekülreihe, sei es durch eine von ihnen veranlaßte Strahlung in der Tiefe eine Zersetzung von Molekülen bewirken, deren Produkte dann von innen her punktförmige Stücke aus der Oberfläche heraussprengen. Denn wäre diese Annahme richtig, so müßten die Quecksilberstrahlen in gleichem oder größerem Maße als die Wasserstoffstrahlen eine mechanische Tiefenwirkung hervorbringen.

§ 6. *Beobachtungen an Metallen, Zerstäubung verschiedener Kristallflächen.* — Eine Reihe von Metallen haben wir in Form von 0,1—1 mm dicken Platten nach der Anordnung der Fig. 1 der zerstäubenden Wirkung der Kanalstrahlen ausgesetzt. Wismut dagegen wurde in Form zweier größerer Kristallstücke und in Form einer aus einem Schmelzfluß herausgefeilten Platte nach der Anordnung der Fig. 5 untersucht; um nämlich eine schädliche Erwärmung bei dem niedrigen Schmelzpunkt dieses Metalles zu vermeiden, wurde es auf einem Halter aus Messing mit dünnem Draht befestigt und in etwa 1 cm Abstand von der Kathode hinter dieser angebracht. Eine bewegliche Klappe hinter dem Kathodenkanal schützte es während der Reinigung der Röhre vor der Einwirkung der Kanalstrahlen. Nach derselben Anordnung wurde auch eine Platte aus Silber untersucht.

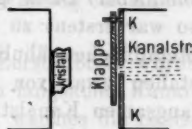


Fig. 5.

Alle untersuchten Metalle, Aluminium, Silber, gegossenes Wismut, Kupfer, Platin, Eisen und Stahl, ergaben dasselbe Resultat; sie werden nämlich, wenn sie vor der Einwirkung der Kanalstrahlen blank und spiegelnd waren, infolge mehr oder minder starker Zerstäubung an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen matt, und zwar in gleicher Weise für schnelle wie für langsame Strahlen. Nach längerer Behandlung mit Kanalstrahlen sieht die Auftreffstelle unter dem Mikroskop so aus, als ob sie angeätzt worden wäre, zeigt also die Struktur eines Aggregates kleiner unregelmäßig gelagerter Kristallite. Eine Anschauung hiervon gibt Abbildung 7 der Taf. VIII für Stahl.

Diese Beobachtung legte die Vermutung nahe, daß das Mattwerden der Auftreffstelle für langsame Strahlen nicht von einem Eindringen und einer mechanischen Tiefenwirkung der Strahlen, sondern davon herrührt, daß die kleinen Metallkristalle an verschiedenen natürlichen oder künstlichen Flächen verschieden stark von Kanalstrahlen zerstäubt werden. Zur Prüfung dieser Vermutung war es notwendig, große Kristalle, welche eine Fläche größer als 3 mm² darboten, an kristallographisch verschiedenen Flächen der Einwirkung der Kanalstrahlen auszusetzen. Hr. Prof. v. Groth (München) war nun

so freundlich, dem einen von uns (Stark) einen großen Wismutkristall zur experimentellen Prüfung der vorstehenden Vermutung zu überlassen, wofür ihm auch an dieser Stelle verbindlicher Dank gesagt sei. War jene Vermutung richtig, so war erstens zu erwarten, daß auch kristallinisch homogene Metallflächen ähnlich den untersuchten nichtmetallischen Kristallen zwar von schnellen Kanalstrahlen, nicht aber von langsamen Kanalstrahlen geraut werden, also trotz der Zerstäubung blank bleiben. Zweitens war zu erwarten, daß verschiedene Flächen desselben Kristalls einerseits hinsichtlich des Eindringens von Kanalstrahlen, andererseits auch hinsichtlich des Betrages der Zerstäubung sich verschieden verhalten.

Der von Hrn. v. Groth uns überlassene Kristall wurde in zwei nahezu gleich große Teile zerlegt. An den einen wurde nahezu senkrecht zur Basisfläche unter möglichst kleinem Druck eine blanke Fläche anpoliert. An dem anderen Stück wurde parallel der Basisfläche, nach welcher vollkommene Spaltbarkeit besteht, auf den zwei Seiten des Stückes je eine glänzende Fläche angespalten. Die Stücke wurden in der oben angegebenen Weise nahezu reinen Wasserstoffstrahlen ausgesetzt.

Die Untersuchung bezüglich des Eindringens von Wasserstoffkanalstrahlen in den Wismutkristall ergab folgende Resultate. Die Basisfläche bleibt unter langsamen Strahlen (3000 Volt) vollkommen blank und liefert kaum einen Hauch zerstreuten Lichtes. Nach zweistündiger Bestrahlung mit raschen Strahlen (15000 Volt) gräbt sich infolge der Zerstäubung die Auftreffstelle muldenförmig in den Kristall ein; sie bleibt dabei aber blank und spiegelnd, nur erscheint sie danach bei kräftiger Beleuchtung im zerstreuten Licht mit einem bläulichen Hauch überzogen; unter dem Mikroskop wird dieser in zahlreiche dicht nebeneinander liegende punktförmige Vertiefungen, ähnlich wie sie Glimmer zeigt, aufgelöst. Die nahezu senkrecht zur Basisfläche angeschliffene Fläche wird dagegen bereits durch langsame Kanalstrahlen nach einstündiger Exposition matt gemacht und rasche Strahlen rauhen diese Fläche noch viel stärker. Abbildung 8 (Taf. VIII) zeigt ein Stück der gerautten Auftreffstelle. Zweifellos liegt hier bei

Wismut eine mechanische Tiefenwirkung ähnlich wie bei Glimmer und Steinsalz vor; indes ist es nicht ausgeschlossen, daß ein Teil der Rauhung an der Auftreffstelle von einer oberflächlichen Umkristallisation infolge der Einwirkung der Kanalstrahlen herrührt.

Zur Untersuchung des Betrages der Zerstäubung wurde ein jedes Kristallstück 1 Stunde lang reinen langsamen Kanalstrahlen (3000 Volt) ausgesetzt. Das Stück, welches die Basisfläche trug, wog 2760,30 mg und erfuhr eine Gewichtsabnahme von 0,09 mg. Das andere Stück wog 3910,58 mg und verlor durch die Zerstäubung auf der Fläche nahezu senkrecht zur Basisfläche 0,27 mg. Demnach wird ein Wismutkristall an seiner Basisfläche durch Wasserstoffstrahlen von etwa 3000 Volt Kathodenfall ungefähr dreimal weniger zerstäubt als an einer Fläche senkrecht zu seiner Basisfläche.

Durch die vorstehenden in die Augen fallenden Resultate ist es sehr wahrscheinlich geworden, daß das Mattwerden von Metallen infolge der Zerstäubung durch langsame Kanalstrahlen daher rührt, daß die Zerstäubungen der verschiedenen Kristallitflächen, aus denen sich die Oberfläche eines festen Metalles zusammensetzt, verschieden groß sind.

An dieser Stelle mögen im Vorbeigehen folgende Beobachtungen mitgeteilt werden. Eine Fläche senkrecht zu Hauptspaltungsebenen an Flußspat schien durch schnelle Wasserstoffstrahlen stärker geraut zu werden, als eine Fläche, die unter 45° gegen Hauptspaltungsebenen geneigt war. Ebenso schien bei Kalkspat eine Fläche senkrecht zur Hauptspaltungsebene rascher geraut zu werden als eine Fläche senkrecht zur optischen Achse. Wir möchten indes diese Beobachtungen nicht für gesichert erachten, da die Unterschiede nicht so groß wie bei Wismut waren.

Ob Wasserstoffkanalstrahlen in der Tat, wie es den Anschein hat, in ein Kristallgitter leichter und tiefer parallel Spaltungsebenen als senkrecht dazu einzudringen vermögen, muß Gegenstand besonderer eingehender Untersuchungen sein. Diese Aufgabe stellt einen Teil eines allgemeineren Problems dar, nämlich des Problems der Untersuchung der Kristallstruktur mittels Kanal-, α - und Kathodenstrahlen.

Resultate.

1. Langsame Wasserstoffkanalstrahlen (bis 5000 Volt Kathodenfall) zerstäuben blanke Flächen von Kalkspat, Flußspat, Glas und Quarz gleichmäßig unter Erhaltung der Politur.

2. Platten von Steinsalz, Sylvin und Glimmer werden unter auftreffenden langsamen Kanalstrahlen wahrnehmbar geraut.

3. Schnelle Kanalstrahlen (Kathodenfall größer als 10000 V.) rauhen die Oberfläche von Glas, Flußspat, Kalkspat, Glimmer, Sylvin, Steinsalz in steigendem Maße in dieser Reihe; sie rauhen jedoch Quarz nicht trotz beträchtlicher Zerstäubung.

4. Quecksilberkanalstrahlen bringen wohl bei Kalkspat infolge Erwärmung eine chemische Änderung an der Oberfläche hervor, zerstäuben aber alle angeführten festen Körper, ohne die Auftreffstelle zu rauhen.

5. Die mechanische Tiefenwirkung von Wasserstoffkanalstrahlen auf feste Körper läßt sich zwanglos aus dem Eindringen der Strahlen durch die zwischenmolekularen Valenzfelder unter die Oberflächenschicht erklären.

6. Feste Metalle (Kristallitengemenge) werden selbst durch langsame Wasserstoffkanalstrahlen unter Zerstäubung mattiert. Die Basisfläche eines Wismutkristalles wird durch langsame Kanalstrahlen nicht merkbar, durch schnelle nur sehr wenig geraut. Eine zu ihr nahezu senkrechte Fläche wird durch langsame und noch mehr durch schnelle Kanalstrahlen mattiert. Diese Fläche eines Wismutkristalles wird durch langsame Wasserstoffstrahlen ungefähr dreimal stärker als die Basisfläche zerstäubt.

Aachen, Physik. Institut der Technischen Hochschule,
18. April 1912.

(Eingegangen 25. April 1912.)

ro
ge
we
au
bin
Zu
fes
ba
sch
Au
un
dal
kō
sta
krä
sta
Mo
ma
fest
geh
fest
uns
Vor
une
pro

3. Pflanzt sich der Stoß von Kanalstrahlen in einem festen Körper fort? von J. Stark u. G. Wendt.

(Hierzu Taf. VIII, Fig. 9.)

§ 1. *Problem.* — Nach der von dem einen von uns aufgestellten Valenzhypothese¹⁾ vermitteln elektrische Kraftlinien welche von negativen punktförmigen Valenzelektronen nach ausgedehnten positiven Sphären laufen, sowohl die Zusammenbindung von Atomen zu chemischen Molekülen, wie auch die Zusammenbindung von chemischen Molekülen zu flüssigen und festen Aggregaten; nur sind die Valenzfelder zwischen benachbarten Molekülen (zwischenmolekular) im allgemeinen viel schwächer als zwischen den Atomen im Molekül (innermolekular). Aus diesem Grunde bewahrt das chemische Molekül im flüssigen und selbst im kristallisierten Zustand seine Individualität, so daß wir in diesem Sinne noch von einem Molekül²⁾ sprechen können. Während wir indes das Molekül im gasförmigen Zustand zwischen zwei aufeinander folgenden Zusammenstößen kräftefrei laufend annehmen, ist das Molekül im festen Zustand durch seine zwischenmolekularen Felder an benachbarte Moleküle gebunden; zur Kennzeichnung dieses Unterschiedes mag das Molekül in jenem Falle gasförmig, in diesem Falle fest heißen.

Während die Kinetik der gasförmigen Moleküle weitgehend durchgebildet ist, wissen wir über die Dynamik der festen Moleküle noch wenig Zuverlässiges; insbesondere fehlen uns Erfahrungen, welche einen Schluß auf die elementaren Vorgänge an dem einzelnen festen Molekül zulassen. In dieses unentwickelte Kapitel der Physik gehört folgendes Spezialproblem.

1) J. Stark, *Jahrb. d. Rad. u. El.* 5. p. 124. 1908.

2) Vgl. J. Stark, *Die elementare Strahlung* p. 125. S. Hirzel, Leipzig 1911.

Stößt ein endlicher fester Körper in einer endlichen Berührungsfäche auf einen anderen festen Körper, so treten in dem einen wie in dem anderen Körper gleichzeitig sehr viele Moleküle untereinander zusammenhängend in Volumenelementen in Wirkung; es liegt die mediumdynamische Erscheinung des elastischen Stoßes vor. Stoßen dagegen die Atome oder Moleküle eines Kanalstrahlenbündels auf einen festen Körper, so übt ein jedes für sich ohne Zusammenhang mit den benachbarten und folgenden Kanalstrahlenteilchen Kräfte auf die unmittelbar von ihm gestoßenen Moleküle aus; diese selber treten nicht zusammen mit allen benachbarten Molekülen, sondern nur in geringer Zahl in unregelmäßiger dünner unzusammenhängender Anordnung auf der getroffenen endlichen festen Fläche einzeln für sich in Rückwirkung auf den Stoß. Dieser Vorgang ist somit atomdynamischer Natur. Unter diesem Gesichtspunkt haben wir ihn zum Gegenstand einer experimentellen Untersuchung gemacht und einige, vielleicht neuartige Erscheinungen beobachtet. Bevor wir sie beschreiben, seien hier die Überlegungen mitgeteilt, welche uns zum Teil geleitet haben, zum Teil durch die Resultate unserer Beobachtungen angeregt worden sind. Wer derartigen Erwägungen abhold ist, möge sie überschlagen.

Denken wir uns zunächst eine Reihe von gleichartigen Molekülen, deren Mittelpunkte alle auf derselben Achse liegen und zwischen denen bei Änderung ihres Abstandes keine Kräfte wirksam sind. Auf das vorderste Molekül soll ein anderes Molekül zentral in der Mittelpunktsachse stoßen. Es wird dann zunächst sowohl das stoßende wie das gestoßene Molekül deformiert und durch die dabei entwickelten Kräfte wird dieses nach dem Innern der Molekülreihe beschleunigt; das gestoßene beschleunigte Molekül gewinnt so eine nach dem Innern gerichtete Bewegungsgröße, rückt bis zum nächsten gleichartigen Molekül vor, überträgt auf dieses während des Zusammenstoßes seine Bewegungsgröße und setzt sich nahezu an den Ort des von ihm fortgestoßenen Moleküls. Dieses tut das gleiche mit dem nächstfolgenden Molekül und so pflanzt sich der Stoß entlang der Molekülreihe fort, bis er das letzte Molekül erreicht und dieses dauernd aus ihr herauswirft, wenn es nicht durch äußere Kräfte nach Verlust der übernommenen

Bewegungsgröße wieder in die Reihe zurückgeführt wird. Diese selbst wird durch die molekulare Fortpflanzung des Stoßes um den Abstand zweier benachbarter Moleküle in der Richtung der stoßenden Bewegungsgröße verschoben.

Der hier angenommene Stoß gasförmiger Moleküle heißt rein elastisch, wenn die stoßende kinetische Energie nach ihm dieselbe ist wie vor ihm. Es ist möglich, daß während des Stoßes Teile oder Valenzfelder des stoßenden oder des gestoßenen Moleküls Energie in schwingender Form aufnehmen und sie als schwingende Energie wieder abgeben; in diesem Fall nimmt die kinetische Stoßenergie bei der Fortpflanzung durch Verwandlung in schwingende Energie ab. Die Amplitude der kinetischen Energie des rein elastischen Stoßes bleibt bei der Fortpflanzung längs einer Reihe gleichartiger Moleküle konstant; dagegen nimmt die Amplitude des Schwingungen erregenden Stoßes bei der Fortpflanzung ab. Rein elastische und Schwingungen erregende Stöße können bei der Fortpflanzung des molekularen Stoßes miteinander abwechseln.

Sind die gasförmigen Moleküle nicht, wie angenommen wurde, längs einer Achse angeordnet, sondern unregelmäßig nach dem Spiele des Zufalls in einem Volumenelement verteilt, so kommen bei der Fortpflanzung des molekularen Stoßes neben zentralen auch zahlreiche schiefe Stöße vor; es tritt eine Ablenkung oder Teilung der kinetischen Stoßenergie nach Richtungen ein, welche gegen die anfängliche Achse der Bewegungsgröße der Energie geneigt sind; oder mit anderen Worten die Amplitude des molekularen Stoßes nimmt in diesem Falle bei der Fortpflanzung infolge von „Zerstreuung“ ab.

Von diesen Betrachtungen über die Fortpflanzung des molekularen Stoßes in einem Aggregat gasförmiger Moleküle gehen wir nun über zur Untersuchung des molekularen Stoßes auf feste Moleküle und zwar zunächst des rein oder schwingend elastischen Stoßes. Dieser liegt vor, wenn ein gasförmiges Molekül dank seiner kinetischen Energie auf ein festes Molekül trifft, erst seine inner- und zwischenmolekularen Valenzfelder bis zu einem gewissen Betrag deformiert unter Verwandlung seiner kinetischen Energie in potentielle, dann von dem gestoßenen deformierten Molekül wieder so weit zurückgedrängt wird, daß dieses seine Lage und Bindung vor

dem Stoß wieder einnehmen kann. Bei diesem elastischen molekularen Stoß auf feste Moleküle erfolgt also keine dauernde Verschiebung der an dem Stoß beteiligten Moleküle; diese pflanzen ihn auch nicht in das Innere des festen Molekül-aggregates fort. Wohl aber kann der elastische Stoß auf feste Moleküle mit einer Erregung von Schwingungen an ihnen oder an dem stoßenden gasförmigen Molekül verbunden sein; die aus einem solchen Stoß entspringenden Schwingungen können sich dann in das Innere des festen Molekül-aggregates fortpflanzen. Zu beachten ist noch, daß bei dem elastischen Stoß eines gasförmigen Moleküls auf ein festes Molekül auch die diesem benachbarten festen Moleküle dank der Vermittlung der zwischenmolekularen Valenzfelder in Mitwirkung treten.

Außer dem elastischen molekularen Stoß auf feste Moleküle erscheint nun noch der „dissoziierende“ Stoß möglich. Werden nämlich infolge des Stoßes eines gasförmigen Moleküls die zwischenmolekularen Valenzfelder des gestoßenen festen Moleküls bis zu einem bestimmten Maximum deformiert, so wird das feste Molekül bei genügender Stoßenergie aus seiner zwischenmolekularen Bindung gelöst und als „gelöstes“ Molekül unter Übernahme von kinetischer Energie aus seiner Lage heraus weitergestoßen; als solches trägt es kinetische Energie weiter, bis es auf ein folgendes festes Molekül stößt. Bei diesem erneuten Stoße eines gelösten Moleküls auf ein festes kann sich der dissoziierende Stoß wiederholen; unter Abgabe seiner kinetischen Energie wird also das stoßende Molekül das gestoßene zu einem weiterlaufenden gelösten Molekül machen, selber aber nach Verlust seiner Bewegungsgröße wieder fest werden, indem es an dem Ort des fortgestoßenen Moleküls nach benachbarten festen Molekülen wieder zwischenmolekulare Valenzfelder herstellt. Indem sich diese Vorgänge längs einer Reihe von hintereinander liegenden festen Molekülen wiederholen, wird der dissoziierende molekulare Stoß auf eine endliche Strecke in den festen Körper hinein sich fortpflanzen können.

Erreicht der dissoziierende Stoß bei seiner Fortpflanzung im Innern eines festen Körpers eine Grenzfläche des Körpers gegen einen Gasraum, so kann ein in der Grenzfläche liegendes

festes Molekül, wenn es von dem aus dem Innern kommenden molekularen Stoß erreicht wird, aus ihr heraus in den angrenzenden Gasraum gestoßen werden. Doch ist hierzu eine beträchtliche Stoßenergie nötig, da bei der dauernden Abtrennung des Moleküls von den Nachbarmolekülen unter Überführung in den Gasraum eine viel größere Arbeit zu leisten ist als bei der dauernden Verschiebung eines Moleküls im Innern des festen Aggregates. In den meisten Fällen wird aber die fortgepflanzte molekulare Stoßenergie zur Leistung dieser Arbeit nicht ausreichen; es wird dann das letzte vom Stoß erfaßte Molekül nur bis zu einem gewissen Betrag von der Oberfläche fortgedrängt werden, danach unter Schwingungen sich wieder an sie anlagern. Indes wird es nicht mehr in seine frühere Lage zurückkehren können, da in dieser ein anderes Molekül sitzt, es wird vielmehr aus der Oberfläche herausgeschoben und auf ihr sich festsetzen.

Nun ist der elementare Vorgang der Fortpflanzung des einzelnen molekularen Stoßes unserer Beobachtung nicht zugänglich. Wenn indes an zahlreichen dicht nebeneinander liegenden Molekülreihen die Fortpflanzung des molekularen Stoßes in zahlreicher Wiederholung die Grenzfläche des festen Körpers in einem endlichen Bezirk erreicht, so wird dieser Bezirk aus seiner Umgebung um einen gewissen Betrag herausgeschoben erscheinen. Lassen wir demnach auf der einen Seite einer planparallelen festen Platte längere Zeit schnelle gasförmige Moleküle, etwa ein Kanalstrahlenbündel, normal innerhalb eines kleinen Bezirkes auffallen, so muß, gemäß vorstehenden Folgerungen, in gewissen Fällen auf der anderen Plattenseite in der Achse des Bündels unterhalb der Auftreffstelle eine geringe Erhebung sich ausbilden.

Die gleiche endliche Wirkung ist unter folgenden Voraussetzungen zu erwarten. Erreicht die Fortpflanzung des dissoziierenden Stoßes nicht die Oberfläche der festen Platte, sondern kommt sie im Innern der Platte zum Stillstand, so wird das letzte verschobene Molekül in einem kleineren Abstand von den benachbarten Molekülen sich lagern müssen als die anderen Moleküle, und wiederholt sich dieser Vorgang an zahlreichen Molekülen im Innern der festen Platte, so wird sich hier in einem Gebiete unter der Auftreffstelle der Kanalstrahlen eine

Verdichtung in der Moleküllagerung ergeben, diese wird Spannungen nach allen Seiten zur Folge haben, und ist der feste Körper plastisch, so wird die Platte über dem Verdichtungsgebiet auf der Rückseite eine Deformation in Gestalt einer geringen Erhebung erfahren.

Wie der elastische Stoß, so kann der dissoziierende Stoß mit einer Erregung von Schwingungen in inner- oder zwischenmolekularen Valenzfeldern verbunden sein und dadurch bei seiner Fortpflanzung gedämpft oder absorbiert werden. Und ebenso wie jener wird er bei seiner Fortpflanzung eine gewisse Zerstreuung erfahren. Der dissoziierende Stoß wird sich demnach um so weiter in festen Körpern fortpflanzen, je weniger er absorbiert und zerstreut wird. Dies wird offenbar in dem geordneten Aggregat gleichartiger Moleküle eines Kristalles weniger der Fall sein als in einem amorphen oder aus vielen kleinen Kristalliten zusammengesetzten Körper. Ferner wird die Zerstreuung in regulären Kristallen geringer sein als in Kristallen von niedrigerer Symmetrie, und ebenso wird die Fortpflanzung um so weiter vordringen, je geringer die Zahl der Atome und je stärker ihre Bindung im Molekül ist.

Endlich ergibt sich aus den hier zugrunde gelegten Voraussetzungen noch eine Folgerung über den Schwellenwert der kinetischen Energie für die Fortpflanzung des dissoziierenden Stoßes. Für die Lösung eines festen Moleküls aus seiner zwischenmolekularen Bindung und seine Schiebung im dissoziierenden Stoß ist ein bestimmter Betrag von Arbeit nötig. Darum kann der sich fortpflanzende dissoziierende Stoß erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes¹⁾ der kinetischen Energie eines Kanalstrahlenteilchens eintreten. Je kleiner jene Arbeit ist, desto kleiner ist dieser Schwellenwert. Demgemäß wird sich der dissoziierende Stoß unter sonst gleichen

1) Der dissoziierende Stoß von Kanalstrahlen, der an deren Auftreffstelle am festen Körper zur Zerstäubung führt, ist ebenfalls erst oberhalb eines Schwellenwertes der Energie des Kanalstrahlenteilchens möglich. Vgl. G. Granquist, *Svensk. Akad. Förh.* 55. p. 709. 1898; L. Holborn u. L. Austin, *Abb. d. Phys.-Techn. Reichsanst.* 4. p. 101. 1904; V. Kohlschütter, *Zeitschr. f. Elektrochem.* 15. p. 316. 1909; J. Stark, *Jahrb. d. Rad. u. El.* 6. p. 168. 1909; *Zeitschr. f. Elektrochem.* 15. p. 511. 1909.

Umständen um so weiter fortpflanzen und in seiner endlichen Wirkung um so leichter nachzuweisen sein, je weniger Arbeit die Herstellung einer dauernden Deformation an einem endlichen Teil eines Kristalles erfordert, je größer also, weniger bestimmt gesagt, seine „Plastizität“ ist.

§ 2. *Methoden.* — Auf Grund der vorstehenden Überlegungen suchten wir eine experimentelle Antwort auf folgende Frage. Wenn eine planparallele Platte auf einem kleinen Bezirk einer ihrer zwei ebenen Flächen längere Zeit dem Stoß sehr schneller Kanalstrahlen ausgesetzt wird, bildet sich dann auf der anderen Fläche über der Auftreffstelle der Kanalstrahlen eine geringe Erhebung aus?

Zur Beantwortung dieser Frage bedienten wir uns der Anordnungen in Figg. 1—3, welche in der vorausgehenden Abhandlung beschrieben sind. Die zu untersuchenden Platten wurden also unmittelbar auf die Rückseite der Kathode aufgelegt. In unseren ersten Beobachtungen befestigten wir sie nach Anordnung 1, später nur mehr nach Anordnung 2 und 3. Die verwandte Stromröhre hatte die aus Fig. 4 der vorausgehenden Abhandlung ersichtliche Form. Als Stromquelle diente das früher gebrauchte Induktorium; auch die übrigen Methoden für Herstellung von Wasserstoff- und Quecksilberkanalstrahlen waren dieselben wie früher.

Zur Untersuchung kamen quadratische oder sechseckige Platten aus Steinsalz, Sylvin, Flußspat, Kalkspat, Quarz und Glas; ihre Fläche betrug ungefähr 1 cm^2 , ihre Dicke in den meisten Fällen 0,8—1 mm; die Anwendung einer geringeren Dicke war bei einem Teil dieser Substanzen deswegen nicht möglich, weil eine schädliche Erwärmung (Glas) oder nach kurzer Zeit Zerspringen erfolgte. Mit Ausnahme von Quarz und Glas wurden die Kristallplatten von Dr. Steeg & Reuter (Homburg v. d. H.) bezogen. Bevor sie der Wirkung der Kanalstrahlen ausgesetzt wurden, wurden die Flächen einer jeden Platte durch Auflegen einer 1,5 mm dicken planparallelen Glasplatte von Zeiss und durch Betrachtung der Newtonschen Interferenzstreifen in Natriumlicht darauf geprüft, wie weit sie eben waren. An die Kathode wurden sie darauf so angesetzt, daß die Fläche von besserem ebenem Schliff Rückseite war, also nicht von den Kanalstrahlen getroffen wurde.

Mit Ausnahme einiger Steinsalzplatten und einer Flußspatplatte waren die gelieferten Platten, wenigstens in einiger Entfernung von ihrem Rande vor der Exposition nahezu vollkommen eben.

Die Platten wurden zumeist 1—3 Stunden der Einwirkung sehr schneller Kanalstrahlen (Kathodenfall größer als 10000 Volt) ausgesetzt; nur bei einigen Steinsalz-, Sylvin- und bei dünnen Glasplatten dauerte die Bestrahlung kürzer, wie weiter unten näher angegeben werden wird.

Nach der Exposition wurden die Platten auf folgende Arten untersucht. Bei Steinsalz und Sylvin waren die Erhebungen unter der Auftreffstelle auf der Rückseite der Platten so groß, daß sie an der Krümmung des Bildes eines geradlinigen Glühlampenfadens erkannt werden konnten, der so gestellt oder verschoben wurde, daß die von ihm ausgehenden Lichtstrahlen an der zu untersuchenden Plattenfläche in das Auge reflektiert wurden. In diesen Fällen konnte die Erhebung auch mikroskopisch nachgewiesen werden. Wurde nämlich die Platte mit ihrer exponierten Fläche nach unten so unter das Objektiv gelegt, daß der Rand der Auftreffstelle gerade durch die Mitte des Gesichtsfeldes ging, und danach auf die feinen Politurrisse auf der Rückseite scharf eingestellt, so erschienen diese immer bei größerer Höhe des Objektivs scharf, wenn sie über der Auftreffstelle der Kanalstrahlen als wenn sie daneben lagen. Für genaue Messungen ist diese Methode wegen mehrerer Fehlerquellen nicht geeignet. Sie kann lediglich die Größenordnung der Erhebung liefern.

Bei den anderen Platten wurde nach einer Erhebung auf der Rückseite mit Hilfe der interferometrischen Methode gesucht. Es wurde also auf die nicht exponierte Fläche die erwähnte vollkommen ebene planparallele Glasplatte gelegt und nachgesehen, ob der Verlauf der Newtonschen Interferenzstreifen an der Stelle über der Auftreffstelle eine Störung zeigte.

Bei der beschriebenen Exposition der Platten ist darauf zu achten, daß die Achse des Kanalstrahlenbündels durch das Loch in der Kathodenoberfläche hindurch die Plattenfläche trifft. Mit sinkendem Gasdruck nimmt nämlich der Querschnitt des Kanalstrahlenbündels ab; er wurde unter unseren Bedingungen für einen Kathodenfall über 15000 Volt kleiner

als 3 mm^2 , also kleiner als die Stelle auf der Plattenfläche, welche die Öffnung des Kathodenkanals füllt; dazu nimmt dann in diesem Falle von der Achse des Kanalstrahlenbündels weg nach außen auf sehr kurzer Strecke sowohl die Dichte wie die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ab. Nun kommt es bei etwas schiefer Stellung der Kathode zur Rohrachse oder infolge der Bildung eines Zerstäubungsbelages auf der Glaswand leicht vor und besonders beim Arbeiten mit Quecksilberkanalstrahlen, daß sich das Kanalstrahlenbündel relativ zur Rohrachse neigt oder verschiebt; dann treffen die schnellsten Strahlen nicht mehr in den Kathodenkanal und somit auch nicht auf die zu exponierende Plattenfläche, und Verlängerung der Exposition führt nicht zum Ziele. Eine solche fehlerhafte Exposition ist nach der Herausnahme der Platte aus der Röhre leicht daran zu erkennen, daß auf der Auftreffstelle der Kanalstrahlen, die sich ja infolge der Zerstäubung immer in scharfer Umgrenzung in die vordere Plattenfläche einsenkt, eine kleine muldenförmige Vertiefung fehlt. Diese bildet sich nämlich bei richtiger Exposition immer in einem kleinen Bezirk rings um die Achse des Kanalstrahlbündels, also an den Endpunkten der schnellsten Strahlen aus.

§ 3. *Negative Resultate.* — Unsere ersten Untersuchungen an Glas- und Quarzplatten ergaben zunächst ein positives Resultat über die Ausbildung einer Erhebung auf der Rückseite der den Kanalstrahlen exponierten Platten. Obgleich durch die folgenden Beobachtungen sich dieses Resultat als Täuschung erwies, möchten wir kurz über die dabei gesammelten Erfahrungen berichten. Zur Feststellung einer etwaigen Erhebung auf der Rückseite wendeten wir zu Anfang gleich die oben angegebene Methode an. Da die Quarz- und Glasplatten eine so gute Politur besaßen, daß selbst eine ziemlich starke Vergrößerung keine Politurfurchen wahrnehmbar machte, so machten wir auf der Rückseite der Platte mit Tinte zwei Punkte, den einen auf die Projektion der Auftreffstelle auf die Rückseite in der Nähe ihres Randes, den anderen außerhalb derselben dicht daneben. Danach wurden die Tintenpunkte abgewischt; der Bezirk, auf dem sie gelegen hatten, wurde so in das Gesichtsfeld des Mikroskops gebracht, daß der Rand der Auftreffstelle mitten durch dasselbe ging; dann wurde auf die Tintenspuren

auf dem einen und auf dem anderen Punkte abwechselnd scharf eingestellt. Es ergab sich auf diese Weise eine Höhendifferenz von 0,02 bis 0,005 mm im Sinne einer Erhebung des über der Auftreffstelle liegenden Bezirkes über seine Umgebung. Ein dankenswerter Einwand, den Herr Professor Röntgen auf eine vorläufige Mitteilung unserer Beobachtungen machte, veranlaßte uns, die Ausdehnung der Erhebung interferometrisch zu untersuchen. Zu unserer Überraschung ergab diese verfeinerte Beobachtungsmethode auf den Glasplatten dicker als 0,5 mm und auf sämtlichen Quarzplatten auch nicht eine Andeutung einer Erhebung auf der Rückseite über der Auftreffstelle. Wir vermuteten nun den Grund des falschen positiven Resultates in folgendem Umstand. Über der Auftreffstelle der Kanalstrahlen auf der Rückseite der Platten mochte während der Exposition die Oberfläche etwas verändert, vielleicht etwas mehr geraucht worden sein als ihre Umgebung, darum mochten dort die Tintenteilchen in einer etwas dickeren Schicht als hier festgehalten worden sein. Diese Vermutung über eine Veränderung der Oberfläche der Rückseite konnten wir bald für alle Platten bestätigen. War sie nämlich richtig, so mußte das Hauchbild auf der Rückseite unmittelbar nach der Exposition über der Auftreffstelle ein anderes Aussehen zeigen als in der Umgebung; oder es mußte bei gewissen Substanzen die Rauhung über der Auftreffstelle auf der Rückseite mikroskopisch sichtbar werden. Als wir die nach der Anordnung der Fig. 2 exponierten Platten behauchten, hob sich das Hauchbild über der Auftreffstelle in der Tat deutlich von der Umgebung ab. Und Flußspatplatten nahmen nach 2 Stunden Exposition auf der Rückseite über der Auftreffstelle eine eigenartige Rauhung an. Sie bedeckten sich nämlich mit einem sehr feinen eisblumenartigen Überzug. Unter dem Mikroskop erwies sich dieser als das wirre Geäst geradliniger Politurfurchen, und zwar hatten sich an die größeren Furchen seitlich in mehrfacher Verzweigung feinere und feinste Risse angesetzt; auch hatten sich längs der größeren Furchen unzählige viele Kristallsplitterchen zum Teil abgelöst. Abbildung 9 der Taf. VIII zeigt eine Mikrophotographie einer Partie der so veränderten Rückseite einer Flußspatplatte unmittelbar nach einer Exposition. Der feine Kristallstaub

auf der Rückseite der Flußspatplatten ließ sich mit einem weichen Tuche fortwischen; es blieben danach unter dem Mikroskop nur die durch die Exposition vergrößerten Politurrisse sichtbar.

Nun könnte man vermuten, daß die Rauhung der exponierten Platten auf der Rückseite von einer Abschleuderung von Molekülen infolge der Fortpflanzung des Stoßes der Kanalstrahlen herrühre. Indes ist diese Vermutung unrichtig. Wie Abbildung 9 (Taf. VIII) erkennen läßt (der Rand der Auftreffstelle ist mit kleinen Kreisen markiert), ist die Rauhung der Rückseite zwar unmittelbar über der Auftreffstelle am größten, sie setzt sich aber über deren Projektion hinaus fort und bricht da, wo die Bedeckung mit dem Aluminiumblech beginnt (durch kleine Kreuze markiert), rasch ab. Es war darum zu vermuten, daß die Rauhung nur an denjenigen Stellen der Rückseite auftritt, welche während der Exposition nicht mit einem Metallblech bedeckt sind. Zur Prüfung dieser Vermutung brachten wir in der beschriebenen dritten Anordnung (Fig. 3 der vorausgehenden Mitteilung) hinter der zu untersuchenden Platte eine schmale Klappe aus Eisenblech an, um das dünne Aluminiumblech herumgelegt war. Zum Zweck der Besichtigung der Platte während der Exposition konnte die Klappe mittels eines Elektromagneten zur Seite gezogen werden. Die in dieser Weise exponierten Flußspatplatten zeigten nun nach der Exposition weder die Rauhung noch ein ausgezeichnetes Hauchbild auf der Rückseite über der Auftreffstelle. Hieraus folgt, daß die Veränderung der Politur der Rückseite während der Einwirkung der Kanalstrahlen jedenfalls nicht eine ausschließliche Wirkung des Stoßes der Kanalstrahlen auf die Vorderseite sein kann. Sie mag durch eine chemische Wirkung des Gasinhaltes oder durch die mit der Spannung des Induktoriums wechselnde dielektrische Polarisierung der untersuchten Platten bedingt sein. Eine nähere Untersuchung dieser Erscheinung mag interessante Resultate ergeben, ihre Weiterführung gehörte jedoch nicht zu der Aufgabe der vorliegenden Untersuchung.

Wie bereits mitgeteilt wurde, nehmen Quarzplatten, mögen sie senkrecht oder parallel zur optischen Achse geschnitten sein, bei einer Dicke von 0,2—2 mm auch nach einer vier-

stündigen Behandlung mit schnellen Wasserstoffstrahlen nicht die Spur einer Erhebung der Rückseite über der Auftreffstelle an. Dasselbe negative Resultat wurde an 0,8 mm dicken Kalkspatplatten erhalten, die senkrecht zur Hauptspaltungsebene geschnitten waren.

Das gleiche gilt von Glasplatten, die über 0,5 mm dick sind. Dünnere Glasplatten erfahren um so schneller, je dünner sie sind, 0,2 mm dicke Platten schon nach wenigen Minuten die in der vorausgehenden Abhandlung beschriebene Bläschenbildung an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen; es wird dann der über dieser Stelle liegende Bezirk auf der Rückseite so weit herausgehoben, daß die interferometrische Untersuchung nicht mehr möglich ist. Diese Wirkung erklärt sich offenbar daraus, daß die Gasbläschen nach allen Seiten und so auch auf die Rückseite einen Druck ausüben und das erweichte Glas aus der Plattenebene herauschieben. Zumeist ist dieser Vorgang von der Ausbildung von Sprüngen begleitet.

Durchaus negative Resultate haben wir auch an 0,005 bis 0,8 mm dicken Metallplatten erhalten, untersucht wurden Platten von Stahl, Eisen, Aluminium, Platin, Kupfer.

§ 4. *Positive Resultate.* — *Steinsalz- und Sylvinplatten*, parallel einer Würfelfläche geschnitten, 0,8—1 mm dick, zeigen bereits nach 30 Min. Behandlung mit Wasserstoffstrahlen aus einem Kathodenfall größer als 5000 Volt eine deutliche Erhebung auf der Rückseite über der Auftreffstelle. Läßt man das Bild eines geraden Glühlampenfadens über die Rückseite der Platte wandern, so legt sich eine Krümmung in das Fadenbild, wenn die Reflexionsstelle den Bezirk über der Auftreffstelle passiert. Nach der interferometrischen Methode untersucht zeigt die Rückseite eine Erhebung über der Auftreffstelle und zwar setzt sich diese in kontinuierlichem Übergang auch über die Projektion der Auftreffstelle hinaus in die Umgebung fort. Eine genaue Ausmessung der Erhebung auf der Rückseite ist uns bei Steinsalz- und Sylvinplatten nicht gelungen. Durch das Auflegen bzw. Andrücken der planparallelen Glasplatte nach der Interferenzmethode werden nämlich die Platten leicht verbogen; auch ist die Erhebung bei ihnen so groß, daß es schwer hält, die Glasplatte symme-

trisch auf die Erhebung ohne Abgleiten aufzulegen, und daß der beträchtliche Unterschied in der Streifenbreite innerhalb und außerhalb der Erhebung einen genauen Vergleich unmöglich macht. Um uns wenigstens über die Größenordnung der höchsten Erhebung zu orientieren, verfahren wir in folgender Weise. Ein horizontal gespannter Platindraht wurde auf Rotglut elektrisch erhitzt, in etwa 10 cm Abstand von ihm wurde etwas tiefer die zu untersuchende Platte auf das Okular eines Mikroskops aufgelegt; auf das von der Plattenfläche entworfene Drahtbild wurde mit einem etwa 2 m entfernten Fernrohr scharf eingestellt. Im Reflexionsbild erschien dann der Draht rechts und links neben der Erhebung linear und scharf, am Ort der Erhebung selber verbogen und unscharf. Durch Drehen der Mikroskopschraube (1 Teil = 0,01 mm) konnte dann die Stelle stärkster Verbiegung (maximale Erhebung) in das Fadenkreuz geführt werden. Wir erhielten so für eine Sylvinplatte, die etwa 30 Min. mit raschen Wasserstoffstrahlen behandelt worden war, eine maximale Erhebung von ungefähr 0,03 mm, für eine mit Hg-Strahlen behandelte Steinsalzplatte eine Erhebung von ungefähr 0,07 mm. Diese Zahlen geben indes nur die Größenordnung richtig an.

Wird eine Steinsalz- oder Sylvinplatte nach Ausbildung der ersten deutlich wahrnehmbaren Erhebung noch längere Zeit sehr schnellen Strahlen ausgesetzt, so wächst die Erhebung weiter und ausgehend von dem am stärksten gerauhten Bezirk auf der Auftreffstelle bilden sich dann Risse in der Platte aus.

Flußspatplatten, 0,8—1 mm dick, senkrecht zur Hauptspaltungsebene geschnitten, erfahren durch langsame Wasserstoffstrahlen keine Erhebung auf der Rückseite, wohl aber durch schnelle Strahlen (Kathodenfall größer als 10000 Volt) nach einer Exposition von mehr als 2 Stunden. Nach der interferometrischen Methode untersucht, erweist sich die Erhebung auf der Rückseite nur wenig größer als die Projektion der Auftreffstelle und zwar hat die Erhebung ihren Gipfel immer über der muldenförmigen Vertiefung, welche die schnellsten Strahlen in die Auftreffstelle auf der Vorderseite gegraben haben. In zwei von drei Fällen sprang die Platte

nach 2—3 Stunden Exposition und zwar ging der Sprung immer durch die Stelle stärkster Erhebung. Die größte Erhebung betrug 0,5—3 Wellenlängen des Natriumlichtes.

Eine *Kalkspatplatte*, 0,8 mm dick, senkrecht zur Hauptsplattungsebene geschnitten, zeigte nach zweistündiger Behandlung mit sehr schnellen Wasserstoffstrahlen noch keine Erhebung auf ihrer Rückseite. Dagegen konnten wir an einer 1 mm dicken, senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Platte über der Auftreffstelle der schnellsten Strahlen eine deutliche Erhebung nach einer dreistündigen Exposition feststellen.

Bemerkenswert erscheint noch folgende Beobachtung über die Ausdehnung der Erhebung auf der Rückseite der untersuchten Kristallplatten. Die Erhebung beschränkt sich nämlich mit ziemlicher Annäherung auf die Projektion der Auftreffstelle auf die Rückseite. Dies zeigen vor allem länger exponierte Steinsalzplatten; läßt man das Bild eines geradlinigen Glühlampenfadens, der dicht an die Platte gehalten wird, über deren Rückseite wandern, so erscheint die Krümmung in ihm erst bei seinem Übertritt in das Gebiet der Projektion der Auftreffstelle; dicht neben diesem Gebiete ist sie nur schwach oder gar nicht vorhanden. Auch an zwei Flußspatplatten konnte festgestellt werden, daß die Auspressung auf der Rückseite mit Annäherung auf die Projektion der Auftreffstelle auf die Rückseite sich beschränkt. Eine derartige Übereinstimmung des Gebietes der Auspressung mit jener Projektion ist natürlich dann nicht zu erwarten, wenn die schnellen Kanalstrahlen die ihnen dargebotene Auftreffstelle nicht ganz ausfüllen, sondern eine auspressende Wirkung nur in einem kleinen Bezirk rings um ihre Achse ausüben. Diesen Fall haben wir an zwei Beispielen für Flußspat erhalten.

§ 5. *Erklärungsversuche.* — Um die Erscheinung zu erklären, daß sich eine geringe Erhebung auf der Rückseite von etwa 1 mm dicken Platten aus Steinsalz, Sylvin, Flußspat und Kalkspat über der Auftreffstelle von Wasserstoffkanalstrahlen auf der Vorderseite ausbildet, mag man zunächst folgende Überlegungen anstellen.

Durch die elektrische Aufladung der Auftreffstelle der Kanalstrahlen bildet sich zwischen dieser Stelle und den

späteren Kanalstrahlen eine abstoßende Kraft aus. Indes ist, wie bereits in der vorausgehenden Abhandlung dargelegt wurde, die Aufladung einer isolierenden Fläche als Basisfläche eines Kanalstrahlenbündels infolge der Gasionisierung bei solchen Drucken nur sehr klein, bei welchen die Kanalstrahlen auf ihrem Weg das Gas noch zum Leuchten bringen.

Weiter könnte man vermuten, daß das Kanalstrahlenbündel infolge der Änderung seiner Bewegungsgröße an der Auftreffstelle eine beträchtliche mechanische Kraft auf diese ausübt. Indes ist auch dies nicht der Fall, wie eine einfache Rechnung zeigt. Angenommen nämlich, die Wasserstoffstrahlen hätten 15000 Volt Kathodenfall durchlaufen, ihre einfallende Stromstärke auf die Auftreffstelle betrage 1 Milliamp. und nach dem Auftreffen würden sie normal mit umgekehrter Geschwindigkeit zurückgeworfen, so berechnet sich selbst unter diesen günstigsten Annahmen nur eine sekundliche Änderung der Bewegungsgröße und somit eine Kraft von ungefähr 1 Dyne auf die Auftreffstelle.

Übrigens würde eine mechanische Kraft auf die Auftreffstelle, welche zur Auspressung der Erhebung auf der Rückseite ausgereicht hätte, die Platten leicht aus ihrer losen Befestigung auf der Rückseite der Kathode herausgedrückt haben.

Als nächster Grund der beobachteten Erscheinung kam die Deformation infolge ungleichmäßiger thermischer Ausdehnung in Betracht. Nachdem im Gegensatz zu den ersten fehlerhaften Beobachtungen die interferometrische Methode ergeben hatte, daß die Ausdehnung der Erhebung etwas größer als die Projektion der Auftreffstelle ist, mußte dieser Erklärungsversuch ernsthaft geprüft werden. Es wurde zu diesem Zweck ein dünner Platindraht zu einem Kreis von 2 mm Durchmesser gebogen, die kurzen senkrecht dazu stehenden Enden in dicken Messingdrähten befestigt; der kleine Kreis wurde horizontal gestellt und, nachdem eine zuvor interferometrisch geprüfte Flußspat- bzw. Steinsalzplatte auf ihn aufgelegt war, wurde er so stark mit elektrischem Strom beschickt, daß sein Glühen im verdunkelten Zimmer eben wahrnehmbar war. Eine stärkere Erwärmung vertrugen die Platten nicht ohne zu springen. Obwohl nun die Platten in dieser Weise 4, 7 oder 18 Stunden

exponiert wurden, zeigten sie danach auf ihrer Rückseite ebensowenig eine Erhebung wie zuvor. Da in diesem Versuch die ungleichmäßige Erwärmung, welche die Kristallplatten bei der Behandlung mit Kanalstrahlen erfuhren, etwas übertrieben nachgeahmt wurde und das Resultat hinsichtlich der Erhebung auf der Rückseite negativ war, so ist zu schließen daß die beobachtete Erhebung infolge der Wirkung der Kanalstrahlen ihre Ursache nicht in einer Deformation infolge ungleichmäßiger Erwärmung haben konnte.

Endlich stellten wir folgende Überlegung an. Durch das Eindringen der Wasserstoffstrahlen an der Auftreffstelle in den Kristall wird ein Druck nach allen Seiten und so auch in der Richtung nach der Rückseite der Platte ausgeübt; wie dieser auf der Vorderseite zu einem Absplittern kleiner Stückchen von der Auftreffstelle führt, so mag er auf der Rückseite eine kleine Erhebung auspressen. Diese Überlegung schien uns so viel Wahrscheinlichkeit zu haben, daß wir die Untersuchungen über die Ausbildung einer Erhebung auf der Rückseite zurücktreten ließen und erst die Untersuchungen über das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper durchführten, über welche in der vorausgehenden Abhandlung berichtet ist. Wenn wir indes jetzt alle unsere Resultate zusammenhalten, so kommen wir zu dem Schluß, daß auch die vorstehende Überlegung nicht richtig sein kann. Denn bei Flußspatplatten ist die Rauhung der Auftreffstelle der Kanalstrahlen kaum wahrnehmbar und doch ist die Erhebung auf der Rückseite deutlich ausgebildet. Da, wie sich ergeben hatte, Quecksilberkanalstrahlen keine Rauhung der Auftreffstelle hervorbringen, so untersuchten wir, ob sie ebenfalls eine Erhebung auf der Rückseite bewirken. Nun zeigten zwei Flußspatplatten, welche mit Quecksilberkanalstrahlen behandelt worden waren, in der Tat keine deutliche Erhebung auf der Rückseite; indes waren sie, wie aus dem Fehlen der oben erwähnten muldenförmigen Vertiefung zu schließen war, fehlerhaft exponiert. Dagegen wies eine 2 mm dicke von Zeiss stammende Flußspatplatte, welche zufällig unter sehr günstigen Bedingungen 3 Stunden lang exponiert war, sowohl die muldenförmige Vertiefung auf der Vorderseite wie eine deutliche Erhebung darüber auf der Rückseite auf. Ferner nahm eine Steinsalzplatte

unter der Wirkung der Quecksilberkanalstrahlen ohne gleichzeitige Rauhung der Vorderseite eine Erhebung auf der Rückseite an, welche an der Krümmung des Bildes eines geradlinigen Glühlampenfadens beobachtet werden konnte.

Wenn wir nun auch die vorstehenden Versuche zur Erklärung der beschriebenen Erscheinung nicht als haltbar erachten, so möchten wir in ihr doch auch nicht eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen erblicken, welche den Ausgangspunkt unserer experimentellen Untersuchungen bildeten; denn man wird es wohl nicht für möglich halten, daß sich der dissoziierende Stoß von Kanalstrahlen in Kristallen bis zu 1 mm Tiefe fortpflanzt.

Aachen, Physik. Institut der Technischen Hochschule,
20. April 1912.

(Eingegangen 25. April 1912.)

4. Über die Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern; von G. Berndt.

1. Die Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern geschieht im allgemeinen entweder mit dem Engler und Sieveking'schen Fontaktoskop¹⁾ (oder dem von Mache und Meyer²⁾ verbesserten Fontaktometer) oder nach der namentlich von Mache und Meyer³⁾ verwendeten Wasserdurchlüftungsmethode oder schließlich nach einer von Schmidt⁴⁾ angegebenen Methode, bei welcher man — wie beim Fontaktoskop — zunächst durch Schütteln die in der Flasche enthaltene Luft mit dem Wasser ins Emanationsgleichgewicht setzt, dann aber diese emanationshaltige Luft durch ein Zirkulationsgebläse mit der im Zerstreungsgefäß befindlichen mischt. Bis zum Beginn der Beobachtung des Potentialabfalles vergehen bei der ersten Methode etwa $\frac{1}{2}$, bei der dritten etwa 1 Minute⁵⁾, bei der zweiten ca. 10 Minuten⁶⁾ bis $2\frac{1}{2}$ Stunden.⁷⁾ Letztere ist also zur Bestimmung des Gehaltes an Th-Emanation weniger geeignet.

Der nach diesen Methoden gemessene Sättigungsstrom, welcher von der Emanation im Zerstreungsgefäß unterhalten

1) C. Engler u. H. Sieveking, Zeitschr. f. Elektroch. 11. p. 714. 1905. — H. Sieveking, Physik. Zeitschr. 6. p. 700. 1905.

2) H. Mache u. St. Meyer, Zeitschr. f. Instrumentenk. 29. p. 65. 1909; Physik. Zeitschr. 10. p. 860. 1909.

3) H. Mache, Wien. Ber. 113. p. 1929. 1904. — H. Mache u. St. Meyer, Wien. Ber. 114. p. 355 u. 545. 1905; Physik. Zeitschr. 6. p. 692. 1905.

4) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905.

5) H. W. Schmidt, l. c.

6) B. Hesius, Diss. Halle, 1910. — R. Schenk. Diss. Halle, 1904; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 2. p. 19. 1905.

7) A. Welik, Wien. Ber. 117. 1191. 1908.

wird, gibt aber noch nicht ein Maß für die im Quellwasser enthaltene Emanation. Um diese zu finden, sind folgende Korrekturen nötig:

a) Die natürliche Zerstreuung der Luft ist in Abzug zu bringen.

b) Es ist die im Wasser und bei der zweiten und dritten Methode auch die in den übrigen Luftvolumen zurückgebliebene Emanation zu berücksichtigen.

c) Der beobachtete Potentialabfall rührt nicht nur von der Emanation her, sondern auch von den aus ihr entstehenden radioaktiven Induktionen. Der von diesen unterhaltene Sättigungsstrom muß in Abzug gebracht werden.

d) Da die Emanation im Laufe der Zeit zerfällt, wird der (von ihr allein unterhaltene) Sättigungsstrom geringer. Man muß deshalb den beobachteten Wert auf die Zeit des Beginns der Zirkulation zurückrechnen.

e) Ebenso muß auf die Zeit der Entnahme der Probe zurückgerechnet werden. Hierbei ist zu beachten, ob das Wasser eine selbständige, die Emanation erzeugende, aktive Substanz enthält.

f) Je nach der Größe des Gefäßes werden die Wände die von der Emanation ausgehenden Strahlen mehr oder minder stark absorbieren. Um diesen Einfluß zu berücksichtigen, muß man den gefundenen Sättigungsstrom nach Duane¹⁾ noch multiplizieren mit dem Faktor

$$\varphi = \frac{1}{1 - 0,52 \cdot O/V}$$

(O die Oberfläche in cm^2 , V das Volumen des Zerstreuungsgefäßes in cm^3).²⁾

2. Eine sehr gute Methode zur Bestimmung des Isolationsverlustes, die auch seine zeitliche Abhängigkeit berücksichtigt, ist von Reichau³⁾ angegeben. Die Korrektur ist (wenn auch nicht gerade immer in dieser Form) bei allen Arbeiten angebracht.

1) W. Duane, Journ. de Phys. 4. p. 605. 1905.

2) Bei der in England üblichen Methode der Eichung des Apparates durch eine Normal-Radiumlösung würden die Korrekturen a bis d und f in Fortfall kommen.

3) K. Reichau, Diss. Halle, 1908. p. 15 ff.

3. Je nach der Methode gestaltet sich die Berücksichtigung der in den übrigen Apparateteilen zurückgebliebenen Emanation verschieden. Bezeichnet

V den durch die Emanation verursachten Potentialabfall in Volt/sec,

v den Isolationsverlust in Volt/sec,

C die Kapazität des Apparates in cm,

w die Wassermenge (wie alle folgenden Volumina) in Litern,

l_1 das Luftvolumen in der Schüttelflasche,

l_2 das Luftvolumen im Zirkulationsgebläse und den Verbindungsschläuchen,

l_3 das Luftvolumen im Zerstreungsgefäß,

α den Absorptionskoeffizienten des Wassers für die Emanation,

E die in 1 Liter Wasser enthaltene Emanation,

so ist, unter der Voraussetzung, daß der gesamte Isolationsverlust durch die in der Luft jederzeit vorhandene Emanation verursacht wird, für das Fontoskop

$$E = \frac{1000 \cdot C}{300 \cdot w \cdot l_1} \cdot [(l_1 + \alpha \cdot w) \cdot (V - v) + \alpha \cdot w \cdot v],$$

für die Wasserdurchlüftungsmethode

$$E = \frac{1000 \cdot C}{300 \cdot w \cdot l_3} \cdot [(l_1 + l_2 + l_3 + \alpha w) \cdot (V - v) + \alpha \cdot w \cdot v]^1)$$

und für die Luftmischungsmethode

$$E = \frac{1000 \cdot C}{300 \cdot w \cdot l_3} \cdot [(l_1 + l_2 + l_3) \cdot \left(1 + \frac{\alpha \cdot w}{l_1}\right) \cdot (V - v) + \alpha \cdot w \cdot v]^2)$$

Mache-Einheiten³⁾ (1 Make-Einheit gleich dem Tausendfachen des elektrostatisch gemessenen Sättigungsstromes, den die in 1 Liter Flüssigkeit enthaltene Emanation zu liefern vermag).

Für α nimmt man im allgemeinen den Wert 0,3.⁴⁾ Bei warmen Quellen wäre aber die Abhängigkeit von der Temperatur⁵⁾ zu berücksichtigen. Für Salzlösungen (also für viele

1) B. Hesius, Diss. Halle, 1910 (da mir die Abhandlung von H. Mache u. St. Meyer, Wiener Ber. 114. p. 355. 1905, hier nicht zugänglich, kann ich nicht entscheiden, ob die von Hesius abgeleitete Formel mit der von Mache u. Meyer benutzten identisch ist).

2) Bei H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905, fehlt der Korrektionsterm $\alpha \cdot w \cdot v$.

3) H. Mache, Wiener Ber. 113. p. 1329. 1904.

4) Mittel aus den Bestimmungen von: Rausch v. Traubenberg, Physik. Zeitschr. 5. p. 130. 1904; R. Hofmann, Physik. Zeitschr. 6. p. 337. 1905; M. Kofler, Physik. Zeitschr. 9. p. 6. 1908.

5) R. Hofmann, l. c.; M. Kofler, l. c.

Heilquellen) ist α nach Kofler¹⁾ geringer. In diesem Falle ist es am besten, α nach einem wohl zuerst von Dorn²⁾ vorgeschlagenen Verfahren direkt zu bestimmen dadurch, daß man dasselbe Wasser ein zweites Mal mit frischer Luft schüttelt (oder frische Luft hindurchperlen läßt) und wiederum den Sättigungsstrom mißt. Für Th-Emanation ist nach Klaus³⁾ $\alpha = 1$; die Abhängigkeit von der Temperatur oder der Konzentration von Lösungen ist nicht bekannt.

Wie aus den obigen Gleichungen folgt, ist der Einfluß des Gliedes $\alpha \cdot w$ (der Korrektionstherm $\alpha \cdot w \cdot v$ wird meist zu vernachlässigen sein) unter der Annahme, daß für alle drei Methoden l_1 und w dieselben sind, am größten bei der ersten und dritten Methode. Bei diesen würde für den Fall $l_1 = w$ eine Änderung von (α) um 0,1 (wie sie durch von 20° abweichende Temperatur oder Salzgehalt sehr wohl hervorgebracht sein kann) bei Ra-Emanation einen Fehler von 7,5 Proz. bewirken. Falls, wie üblich, $l_1 > w$, ist der Fehler kleiner und somit zu vernachlässigen; für $l_1 < w$ würde der Fehler jedoch beträchtliche Werte erreichen können.

Auch diese Korrektion ist bei allen neueren Arbeiten (meist mit $\alpha = 0,3$) angebracht.

4. Für den Zerfall der Emanation, die in ein inaktives Gefäß eintritt, gilt nach Gruner⁴⁾

$$J_i = N \cdot \lambda_1 \left[\left(k_1 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3}{(\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_3 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \right) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \right. \\ \left. - \left(\frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3}{(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_3 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \right) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ \left. + \left(\frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3}{(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \right) \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} \right],$$

1) M. Kofler, l. c.

2) R. Schenk, Diss. Halle, 1904, p. 42 ff.

3) A. Klaus, Physik. Zeitschr. 6. p. 820. 1905.

4) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 176. 1906.

wo bedeuten:

- J , den von der Emanation und ihren Zerfallsprodukten zur Zeit t unterhaltenen Sättigungsstrom,
 N die zur Zeit $t = 0$ in das Gefäß eingetretene Emanationsmenge,
 e die Basis der natürlichen Logarithmen,
 λ , die Umwandlungskonstante der Emanation,
 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ die Umwandlungskonstanten der aus der Emanation entstehenden Induktionen A, B, C ,
 r_m ($m = 2, 3, 4$) die Anzahl der Atome, die beim Zerfall eines Atoms des $(m - 1)$ ten Produktes entstehen, und
 k_m durch die Gleichung bestimmt ist

$$J_m = -k_m \cdot \frac{dN_m}{dt}$$

(N_m bedeutet die Anzahl der zur Zeit t vorhandenen Atome der Substanz m); k_m ist also ein Proportionalitätsfaktor, der von der Methode der Messung, Größe des Zerstreuungsgefäßes usw. abhängt.

Vorausgesetzt ist bei der Ableitung der Formel:

- a) daß der Sättigungsstrom proportional der Wandlungsstärke ($-dN_m/dt$) ist,
 b) daß die Umwandlung jeder radioaktiven Substanz durch eine Gleichung der Form

$$N_m = N_{0m} \cdot e^{-\lambda_m \cdot t}$$

gegeben ist, wo λ_m unter allen Bedingungen konstant bleibt,

- c) daß nur vier aufeinanderfolgende Umwandlungen eintreten.

Beim Radium bilden sich aus der Emanation die Substanzen $Ra A$, $Ra B$, $Ra C$, $Ra D$, $Ra E_1$, $Ra E_2$, $Ra F$.¹⁾

1) Nach O. Hahn u. L. Meitner (Physik. Zeitschr. 10. p. 697. 1909) ist $Ra C$ komplex: das $Ra C_1$ hat eine Halbwertszeit von 19 Minuten, $Ra C_2$ eine solche von 1 bis 2,5 Minuten; wahrscheinlich besteht auch dieses aus zwei Komponenten (C_3 und C_4), von denen die eine in wenigen Sekunden zerfällt. Hahn u. Meitner nehmen an, daß $Ra C_1$ weiche β , $Ra C_2$ schnellere β - und $Ra C_3$ α -Strahlen aussenden, ohne jedoch einen zwingenden Beweis dafür erbringen zu können. Untersuchungen von K. Fajans (Physik. Zeitschr. 12. p. 369. 1911) bestätigten die komplexe Natur des $Ra C$, wenn auch in den Einzelheiten Abweichungen bestehen: aus dem $Ra B$ entsteht $Ra C_1$ mit einer Halbwertszeit von 19,5 Minuten (die also identisch ist mit der für das einfache $Ra C$ angenommenen) und aus diesem bilden sich gleichzeitig nebeneinander $Ra C_2$ (Halbwertszeit 1,38 Minuten) und das $Ra D$. Im Gegensatz zu Hahn u. Meitner nimmt aber Fajans an, daß das $Ra C_1$ α - und $Ra C_2$ weiche β -Strahlen aus-

Da aber Ra D eine Halbwertszeit von 12 Jahren hat und außerdem nur wenige langsame β -Strahlen aussendet, tragen Ra D und die aus ihm sich bildenden Substanzen praktisch nichts mehr zum Sättigungsstrom bei. Beim Thor bilden sich aus der Emanation Th A, Th B und Th C.¹⁾ In beiden Fällen trifft also obige Formel zu. Auch für Aktinium würde sie gelten; da aber bis jetzt in den Quellwässern Aktinium-Emanation wegen ihrer kleinen Halbwertszeit von 3,9 Sek. nur in wenigen Fällen nachgewiesen ist, sollen sich die folgenden Ausführungen auf Ra und Th beschränken.

Nach den bisher vorliegenden Untersuchungen²⁾ ist beim Radium

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und beim Thor

$$v_2 = 4, \quad v_3 = v_4 = 1.$$

Setzen wir ferner

$$v_2 \cdot N \cdot \lambda_1 \cdot k_3 = Q, \quad \frac{k_1}{(v_2 \cdot k_3)} = k, \quad \frac{k_2}{k_3} = k', \quad \frac{k_4}{k_3} = k'',$$

so ist

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q &: \left[\left(k + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k' + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k'' \right) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \right. \\ &\quad - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k' + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k'' \right) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k'' \right) \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_1)} \cdot k'' \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} \right] \end{aligned} \right.$$

$$(2) \quad J_t = Q \cdot [(k + a) e^{-\lambda_1 \cdot t} - b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} - d \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}],$$

sendet. Da ferner Ra C₃ in kurzer Zeit verschwindet, kann es unberücksichtigt bleiben.

Bis zur völligen Klärung über die Natur des Ra C und die widersprechenden Angaben über die Strahlen, die von den einzelnen Komponenten ausgesandt werden, wird es gestattet sein, vorläufig das Ra C als einheitliche Substanz zu behandeln.

1) Das sehr schnell zerfallende Th D kann mit Th C zusammengefaßt werden.

2) H. Geiger u. E. Marsden, Physik. Zeitschr. 11. p. 7. 1910.

wo a , b , c , d die aus der Formel leicht zu ersiehenden Bedeutungen haben.

Für das Folgende müssen wir Ra-Emanation und Th-Emanation getrennt betrachten.

5. Für Ra-Emanation haben die Umwandlungskonstanten die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 2,08 \cdot 10^{-6} \cdot \text{sec}^{-1}, & \lambda_2 &= 3,85 \cdot 10^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}, \\ \lambda_3 &= 4,33 \cdot 10^{-4} \cdot \text{sec}^{-1}, & \lambda_4 &= 5,92 \cdot 10^{-4} \cdot \text{sec}^{-1}.\end{aligned}$$

Für kurze Beobachtungszeiten (Fontaktoskop; Luftmischungsmethode) ist die vollständige Formel zu verwenden. Will man die Berechnung vermeiden, so macht man nur eine Beobachtung des Potentialabfalles, bläst die Emanation aus und bestimmt den jetzt von den Induktionen allein herrührenden Voltverlust (gleichfalls durch eine Beobachtung). Subtrahiert man diesen von dem zuvor beobachteten, so erhält man mit einer Genauigkeit von etwa 5 Proz.¹⁾ den von der Emanation allein herrührenden. Dieses Verfahren ist jedoch nicht geeignet, wenn es sich darum handelt, den Charakter der Emanation durch ihre Umwandlungskonstante zu bestimmen. Für diesen Fall muß man längere Zeit (15–30 Minuten) beobachten und dann zur Berechnung der Emanationsmenge auf die Formel (2) zurückgehen.

Nach Bestimmungen von Schmidt²⁾ ist

$$k' = 6,0 \quad \text{und} \quad k'' = 8,0.$$

Diese Zahlen gelten streng genommen nur für ein Gefäß von 7,2 cm Durchmesser und 7,5 cm Höhe. Für kleinere Gefäße nähert sich k' mehr dem Werte von k'' , für größere werden k' und k'' beide kleiner, doch sind die Unterschiede nur gering und in den meisten Fällen zu vernachlässigen, so daß man in erster Annäherung bei nicht zu sehr abweichenden Gefäßdimensionen die angegebenen Werte benutzen kann. Dann ergeben sich die folgenden Werte:

$$a = 15,03, \quad b = 6,06, \quad c = -34,71, \quad d = -25,70.$$

Falls noch der Wert von k bekannt wäre, könnte man die Zerfallskurve der Ra-Emanation konstruieren.

1) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 61. 1905.

2) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. 21. p. 609. 1906.

Würde die Ra-Emanation zerfallen, ohne andere radioaktive Stoffe zu bilden, so würde sich der von ihr unterhaltene Sättigungsstrom bestimmen aus der Gleichung

$$(3) \quad J_t' = Q \cdot k \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}$$

und es wäre

$$(4) \quad J_0' = Q \cdot k.$$

Das Verhältnis der durch (4) und (2) bestimmten Sättigungsströme ist:

$$(5) \quad i = \frac{J_0'}{J_t} = \frac{k}{(k + a) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} - b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} - d \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}}.$$

Bei Kenntnis von k könnte man i berechnen und damit auch aus dem beobachteten J_t den von der Emanation allein zur Zeit $t = 0$ unterhaltenen Sättigungsstrom J_0' gemäß der Formel

$$(6) \quad J_0' = i \cdot J_t$$

(wie sich durch eine einfache Überlegung oder eine leichte Rechnung ergibt, ist selbstverständlich $J_0' = J_0$).

Eine Bestimmung des Faktors i ist von Schmidt¹⁾ geschehen, allerdings nicht unter Voraussetzung der streng gültigen Formel (2), sondern unter der vereinfachenden Annahme, daß die Induktionen ansteigen nach der Formel

$$J_t' = J_0 \cdot [(\lambda - e^{-\lambda' \cdot t}) + \gamma \cdot (\lambda - e^{-\lambda'' \cdot t})],$$

wo J_0 der zur Zeit $t = 0$ von der Emanation allein herrührende Sättigungsstrom und

$$\lambda' = 48 \cdot 10^{-4}, \quad \lambda'' = 3,8 \cdot 10^{-4} \cdot \text{sec}^{-1} \quad \text{und} \quad \gamma = 0,72$$

ist. In einer Tabelle gibt Schmidt die Werte von i für $t = 0$ bis $t = 15$ Minuten wieder.

Da die von Schmidt zugrunde gelegte Formel nur eine vereinfachte Annahme darstellt, die nicht genau den Tatsachen entspricht, so ist eine Neubestimmung des Faktors i wünschenswert. Wir wollen dazu zwei von Schmidt²⁾ angegebene Versuchsreihen mit reiner Ra-Emanation benutzen. Aus der Gleichung (2) lassen sich bei bekanntem J_t die Größen k und Q

1) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905.

2) H. W. Schmidt, l. c. Tab. II.

bestimmen. Die nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Resultate sind

für den ersten Versuch für den zweiten Versuch
 $k = 12,40$ $k = 12,72$
 im Mittel also $k = 12,6$.

Auf Grund dieses Wertes von k findet man die in Tab. I wiedergegebenen Werte von i . Zum Vergleich habe ich die von Schmidt berechneten Werte (als i_e) daneben gestellt.

Tabelle I.

t	i	i_e	t	i	i_e	t	i	t	i
0'	1,000	1,000	6'	0,733	0,686	16'	0,659	26'	0,627
$\frac{1}{2}$	0,950	0,981	7	0,718	0,671	17	0,656	27	0,623
1	0,910	0,882	8	0,707	0,662	18	0,652	28	0,620
$1\frac{1}{2}$	0,877	0,845	9	0,697	0,653	19	0,648	29	0,618
2	0,850	0,810	10	0,690	0,647	20	0,645	30	0,615
$2\frac{1}{2}$	0,826		11	0,683	0,640	21	0,642		
3	0,806	0,761	12	0,677	0,635	22	0,639		
4	0,775	0,727	13	0,672	0,632	23	0,636		
5	0,751	0,703	14	0,668	0,628	24	0,633		
			15	0,663	0,625	25	0,630		

Die von mir berechneten Werte sind durchweg größer als die Werte von i_e ; die Differenz beträgt für kleine Zeiten etwa 2 Proz., nach 15 Minuten etwa 7 Proz., liegt also innerhalb der Beobachtungsfehler. Streng genommen wird sich der Faktor i etwas mit den Dimensionen des Zerstreuungsgefäßes ändern.

Die Tab. II zeigt, wie weit die berechneten Werte die Beobachtungen darstellen. Die erste Spalte enthält die Zeit t in Minuten, die zweite die beobachteten Werte von J_t (J_t beob.) in Millivolt/sec, die dritte die von mir berechneten (J_t ber. Verf.), die vierte die Differenzen der berechneten Werte gegen die beobachteten (Diff. Verf.), die fünfte und sechste analog die von Schmidt berechneten Werte und die Differenzen gegen J_t beob. (J_t ber. Sch. und Diff. Sch.). Die Berechnung von J_t geschah nach der Gleichung (2). Q ist als Mittelwert aus sämtlichen Beobachtungen berechnet. Benutzt man nur die

nach fünf Minuten angestellten Beobachtungen (da bei den vorhergehenden die Zeitbestimmung eine größere Ungenauigkeit bewirken kann), so ergibt sich für Q und somit auch für J_t ein um etwa $\frac{1}{3}$ Proz. kleinerer Wert.

Tabelle II.

Erster Versuch.

t	J_t beob.	J_t ber. Verf.	Diff. Verf.	J_t ber. Sch.	Diff. Sch.
0		464		435	
$\frac{1}{2}$	465	489	-24	467	-2
$1\frac{1}{2}$	509	529	-20	552	-13
$2\frac{1}{2}$	594	562	+32	554	+40
$3\frac{1}{2}$	619	596	+23	586	+33
$4\frac{1}{2}$	621	609	-12	610	+11
$6\frac{1}{2}$	635	641	-6	642	-7
$7\frac{1}{2}$	639	652	-13	652	-13
$8\frac{1}{2}$	670	662	+8	660	+10
$9\frac{1}{2}$	670	670	0	670	0
$10\frac{1}{2}$	680	677	+3	674	+6
$11\frac{1}{2}$	676	684	-8	682	-6
$12\frac{1}{2}$	680	689	-9	686	-6

Zweiter Versuch.

t	J_t beob.	J_t ber. Verf.	Diff. Verf.	J_t ber. Sch.	Diff. Sch.
0'		883		840	
1	943	969	-26	949	-6
2	1050	1039	+11	1035	+15
3	1080	1095	-15	1105	-25
4	1170	1139	+31	1150	+20
5	1200	1175	+25	1195	-5
7	1240	1229	+11	1250	-10
8	1230	1249	-19	1265	-35
9	1250	1266	-16	1280	-30
10	1280	1282	0	1300	-20
11	1280	1292	-12	1310	-30
12	1290	1304	-14	1320	-30
14	1350	1322	+28	1335	-5

Die auf den beiden verschiedenen Wegen berechneten Werte stellen die Beobachtungen etwa gleich gut dar. Während aber bei den von mir berechneten Werten die Summe der

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0=100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_2} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_1)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q' = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_i berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_i	t	J_i	t	J_i	t	J_i
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_i mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \right. \\ - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \\ \left. + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_3 = v_2 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0'	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t &= Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t &= N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right. \\ &\quad - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_3 \cdot \lambda_3 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q' = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_3}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J'_θ .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q' \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \cdot \left[\left(k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_2} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q' = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_i berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_i	t	J_i	t	J_i	t	J_i
0'	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_i mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \\ \left. + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q' = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_2} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_1)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_1 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_i berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_i	t	J_i	t	J_i	t	J_i
0'	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_i mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_3 \cdot \lambda_3 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q' = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0'	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{3}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J'_θ .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2 \cdot v_2}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_2 \cdot \lambda_3 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t &= Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g - h} \cdot \frac{f}{f - g} \cdot (1 - e^{-g \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{g}{g - h} \cdot \frac{f}{f - h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t &= N \lambda_1 \nu_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3 \cdot \lambda_4 \cdot \nu_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot \nu_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3 \cdot \lambda_3 \cdot \nu_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_3)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$\nu_2 = \nu_3 = \nu_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_2$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 203. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	8'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \right. \\ - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \\ \left. + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_2 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right.$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_3 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

Differenzen nahezu Null ist, trifft das für die von Schmidt berechneten nicht zu. Man darf daher schließen, daß die Formel (2) sich doch den Beobachtungen besser anschmiegt. Für die am meisten interessierenden Werte von J_0 , welche den von der Emanation zur Zeit des Beginns der Luftzirkulation unterhaltenen Sättigungsstrom bedeuten, ergibt meine Berechnung gegenüber der von Schmidt um etwa 6 Proz. größere Resultate. Diese Differenz bleibt innerhalb der Beobachtungsfehler, die man zu etwa 10 Proz. annehmen kann.

Um den Verlauf der Kurve besser übersehen zu können, habe ich die Werte von J_t berechnet für den Fall, daß $J_0 = 100$ ist (Tab. III).

Tabelle III.

t	J_t	t	J_t	t	J_t	t	J_t
0	100,0	6'	136,5	15'	150,9	24'	158,0
$\frac{1}{2}$	105,2	7	139,2	16	151,7	25	158,8
1	109,8	8	141,5	17	152,5	26	159,6
$1\frac{1}{2}$	114,0	9	143,4	18	153,4	27	160,4
2	117,7	10	145,0	19	154,2	28	161,2
$2\frac{1}{2}$	121,0	11	146,4	20	155,0	29	161,9
3	124,0	12	147,7	21	155,8	30	162,6
4	129,0	13	148,9	22	156,6		
5	133,1	14	149,8	23	157,3		

Ein etwaiger Gehalt an Th-Emanation würde sich dadurch zu erkennen geben, daß die durch Multiplikation der Beobachtungen mit i erhaltenen Werte nicht konstant sind, sondern daß aus den Beobachtungen in den ersten 3 Min. größere Werte für J_0 resultieren, als aus den folgenden.

6. Häufig verfährt man so, daß man die Emanation nach einer gewissen Zeit θ (15—30 Min.) ausbläst und dann den Sättigungsstrom J_t mißt, der jetzt allein durch die in der Zeit θ gebildeten Induktionen unterhalten wird.¹⁾ Aus der beobachteten Abklingungskurve berechnet man den zur Zeit θ von

1) Durch Ausblasen läßt sich allerdings die Emanation nicht vollständig entfernen. Über die Größe der zurückbleibenden Menge liegen bis jetzt keine Angaben vor, doch kann sie nur gering sein. In erster Annäherung wird man deshalb ihre Wirkung gegenüber der der Induktionen vernachlässigen können.

den Induktionen gelieferten Sättigungsstrom J_0 . Zieht man diesen von dem zur Zeit θ (vor dem Ausblasen) gemessenen Werte J_θ ab, so erhält man den von der Emanation allein gelieferten Sättigungsstrom J_θ' .

Zur Berechnung der Abklingungskurve benutzt man im allgemeinen die von Curie und Danne¹⁾ angegebene Formel

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot \left[\lambda \cdot (1 - e^{-f \cdot \theta}) \cdot e^{-f \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot (1 - e^{-g \cdot \theta}) \cdot e^{-g \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot (1 - e^{-h \cdot \theta}) \cdot e^{-h \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

in welcher Q , λ , f , g und h Konstanten sind.

Gruner²⁾ gibt für das Abklingen der Induktionen die folgende Formel an, welche unter der Voraussetzung gilt, daß die Emanationsmenge während der Entstehung der Induktionen (also während der Zeit θ) konstant bleibt:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = N \lambda_1 v_2 \left[\left(k_2 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot v_3 \cdot \lambda_4 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_4)} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 t} \right. \\ - \frac{\lambda_2 \cdot v_3}{\lambda_2 - \lambda_3} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_4 \cdot v_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 t} \\ \left. + \frac{\lambda_2 \cdot v_3 \cdot \lambda_3 \cdot v_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_2)} \cdot k_4 \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 t} \right] \end{aligned} \right. \quad (9)$$

(die Bedeutung der einzelnen Zeichen ist dieselbe wie oben). Diese Gleichung geht in (7) über, wenn wir wie früher annehmen

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1$$

und

$$f = \lambda_2, \quad g = \lambda_3, \quad h = \lambda_4, \quad Q = N \lambda_1 \cdot k_4$$

setzen, während k_3 und λ die Werte erhalten müssen

$$k_3 = 0, \quad \lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_4)}$$

Da k_3 gleich $1/8 k_4$ ist, ist es nicht gestattet, $k_3 = 0$ zu setzen, worauf schon Gruner³⁾ aufmerksam gemacht hat. Allerdings wird der durch die Vernachlässigung von k_3 be-

1) P. Curie u. J. Danne, Le Radium 2. p. 209. 1905.

2) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

3) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 181. 1906.

gangene Fehler z. T. dadurch wieder kompensiert, daß Curie und Danne folgende Werte für die Abklingungskonstante benutzen:

$$f = 4,01 \cdot 10^{-3}, \quad g = 5,38 \cdot 10^{-4}, \quad h = 4,13 \cdot 10^{-4}.$$

Immerhin dürfte aber diese Formel den Tatsachen nicht entsprechen. Aber auch die von Gruner angegebene Formel gilt nicht streng für diesen Fall, da ihre Voraussetzung, daß die Emanationsmenge während der Expositionsdauer konstant bleibt, hier nicht erfüllt ist. Allerdings zerfällt die Ra-Emanation sehr langsam, so daß der durch die Annahme einer konstanten Emanationsmenge begangenen Fehler nicht sehr groß sein wird. Um aber den Einfluß des inzwischen erfolgenden Zerfalls der Emanation berechnen zu können, habe ich die streng gültige Formel durch eine geeignete Erweiterung der von Gruner verwendeten Ableitung berechnet. Die Wirkung der in der Zeit θ gebildeten Induktionen bestimmt sich zu

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} I_{\theta} = N \cdot \lambda_1 \cdot \nu_2 \cdot & \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \left(k_2 + \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdot k_3 + \frac{\lambda_2 \cdot \nu_3 \cdot \lambda_4 \cdot \nu_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot k_4 \right) \right. \\ & - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \nu_4}{(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} \cdot \left(k_3 + \frac{\lambda_3 \cdot \nu_4}{\lambda_4 - \lambda_3} \cdot k_4 \right) \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \\ & \left. + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \nu_3 \cdot \lambda_4 \cdot \nu_4}{(\lambda_4 - \lambda_2) \cdot (\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_4 - \lambda_1)} \cdot k_4 \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) \right], \end{aligned} \right.$$

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} I_{\theta} = N \cdot \lambda_1 \cdot \nu_2 \cdot & \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \alpha \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) \right. \\ & - \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot \beta \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_3 \cdot \theta}) \\ & \left. + \frac{\lambda_4}{\lambda_4 - \lambda_1} \cdot \gamma \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) \right], \end{aligned} \right.$$

wo α , β , γ Abkürzungen für die in (9) auftretenden Ausdrücke sind.

Unter der Annahme einer konstanten Emanationsmenge findet Gruner¹⁾

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} I'_{\theta} = N \cdot \lambda_1 \cdot \nu_2 \cdot & [\alpha \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \cdot \theta}) - \beta \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \cdot \theta}) \\ & + \gamma \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \cdot \theta})]. \end{aligned} \right.$$

1) P. Gruner, Ann. d. Phys. 19. p. 178. 1906.

Für den Zerfall der Induktionen ergibt sich unter Berücksichtigung des während der Expositionsdauer θ erfolgenden Zerfalls der Emanation

$$(12) \left\{ \begin{aligned} J_t = N \cdot \lambda_1 \cdot v_2 \cdot \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \alpha \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \beta \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ \left. + \frac{\lambda_4}{\lambda_4 - \lambda_1} \cdot \gamma \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) e^{-\lambda_4 \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

und nach Gruner für konstante Emanationsmenge gilt

$$(13) \left\{ \begin{aligned} J'_t = N \cdot \lambda_1 \cdot v_2 \cdot [\alpha \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - \beta \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \\ + \gamma \cdot (1 - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}]. \end{aligned} \right.$$

Es gehen also die Gleichungen (11) und (13) in die für nicht konstante Emanation (10) und (12) über, wenn man setzt:

$$e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_m \cdot \theta} \text{ an Stelle von } 1 - e^{-\lambda_m \cdot \theta} \quad (m=2, 3, 4)$$

und ferner das Glied mit $(1 - e^{-\lambda_m \cdot \theta})$ noch multipliziert mit $\lambda_m - \lambda_1 / \lambda_m$.

Für Ra speziell ist

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} = 0,9994, \quad \frac{\lambda_3 - \lambda_1}{\lambda_3} = 0,9952, \quad \frac{\lambda_4 - \lambda_1}{\lambda_4} = 0,9965.$$

Der Einfluß dieser Faktoren ist kleiner als $1/2$ Proz. und somit praktisch zu vernachlässigen. Ferner ist für

$$\theta = 12,5 \text{ Min.}$$

m	$1 - e^{-\lambda_m \cdot \theta}$	$e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_m \cdot \theta}$
2	0,9444	0,9429
3	0,2721	0,2756
4	0,3588	0,3573

und für

$$\theta = 30 \text{ Min.}$$

m	$1 - e^{-\lambda_m \cdot \theta}$	$e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_m \cdot \theta}$
2	0,9990	0,9953
3	0,5411	0,5374
4	0,6558	0,6521

Die Differenzen sind für $\theta = 12,5$ Min. im Maximum 0,4 Proz., für $\theta = 30$ Min. maximal 0,8 Proz., also auch zu vernachlässigen. Immerhin wollen wir mit der genaueren Formel (12) (für nicht konstante Emanation) weiter rechnen.

Setzen wir wie früher

$$v_2 = v_3 = v_4 = 1, \quad N \cdot \lambda_1 \cdot k_3 = Q, \quad \frac{k_2}{k_3} = k', \quad \frac{k_4}{k_3} = k'',$$

so wird

$$(14) \quad \begin{cases} I_t = Q \cdot [b \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) - c \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \\ + d \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta})] \end{cases}$$

und

$$(15) \quad \begin{cases} J_t = Q \cdot [b \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} - c \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} \\ + d \cdot (e^{-\lambda_3 \cdot \theta} - e^{-\lambda_4 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t}], \end{cases}$$

wo a, b, c, d die früher angegebene Bedeutung haben (vgl. p. 963).

Um festzustellen, wie weit die Formeln (15) und (7) die Beobachtungen darstellen, benutzen wir eine Beobachtungsreihe von Schmidt¹⁾ ($\theta = 12,5$ Min.). Da mir die Originalabhandlung von Curie und Danne hier nicht zugänglich ist, weiß ich nicht, welchen Wert sie für λ annehmen. Ich habe ihn deshalb aus der Formel

$$\lambda = \frac{k_2}{k_4} + \frac{\lambda_3 \cdot \lambda_4}{(\lambda_4 - \lambda_3) \cdot (\lambda_2 - \lambda_3)}$$

unter der Annahme $\lambda_2/k_4 = 1$ berechnet. — Die Resultate sind in Tab. IV wiedergegeben, die analog wie Tab. II angeordnet ist. Die Tabelle ist berechnet, indem für Q das

Tabelle IV.

t	J_t beob.	J_t ber. Verf.	Diff. Verf.	J_t ber. C. D.	Diff. C. D.
0'		274		292	
1	225	224	+ 1	234	- 9
2	184	186	- 2	189	- 5
3	166	155	+ 11	155	+ 11
4	149	131	+ 18	129	+ 20
5	113	105	+ 8	110	+ 3
6	103	98,6	+ 4,6	95,3	+ 8
7	95,5	87,7	+ 7,8	84,2	+ 11,3
8	79,5	79,2	+ 0,3	76,1	+ 3,4
9	73,8	72,8	+ 5,0	70,9	+ 6,9
10	61,7	67,9	- 6,2	67,1	- 5,4
11	55,0	64,0	- 9,0	64,6	- 9,6
12	57,5	61,5	- 4,0	63,6	- 6,1
13	48,2	59,5	- 11,3	62,6	- 14,4

1) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905. Tab. I.

Mittel der sich aus allen Beobachtungen ergebenden Werte genommen ist. Berechnet man Q nur aus den acht letzten Beobachtungen (nach 5 Min.), so wird J_t ber. Verf. um 3,3 Proz., J_t ber. C. D. um 2,8 Proz. kleiner.

Die nach (15) berechneten Werte schmiegen sich den Beobachtungen etwas besser an als die aus der Gleichung (7) folgenden.

Mit $J_0 = 274$ berechnet sich für den ersten Versuch der Tab. II J_θ zu

$$J_\theta = 689 - 274 = 415$$

und demnach

$$J_0 = J_\theta \cdot e^{k \cdot \theta} = 416.$$

In Tab. II hatten wir gefunden

$$J_0 = 464.$$

Die Differenz zwischen beiden Werten beträgt etwa 10 Proz., sie liegt zwar noch innerhalb der Beobachtungsfehler, ist aber reichlich groß. Die Abweichung kann von folgenden Ursachen herrühren:

a) Wir haben $k' = 6,0$ und $k'' = 8,0$ angenommen, obwohl das von Schmidt bei den Emanationsuntersuchungen benutzte Zerstreuungsgefäß andere Dimensionen hatte als das, für welches diese Werte gelten. Damit würde sich auch der Wert von k ändern.

b) Die Emanation tritt nicht momentan in das Zerstreuungsgefäß ein und wird auch nicht momentan ausgeblasen. Die dazu nötige Zeit beträgt aber nach Schmidt¹⁾ nur 4 Sek. Der durch Vernachlässigung dieser Zeit begangene Fehler liegt innerhalb der Beobachtungsfehler.

c) Beim Ausblasen der Emanation wird diese nicht völlig entfernt; ferner kann leicht aus den Schläuchen usw. weitere Induktion in das Zerstreuungsgefäß eingeführt werden. Namentlich beim Pressen des Kautschukgebläses kann sich etwas von dem radioaktiven Niederschlag lösen und durch den Luftstrom mit fortgeführt werden. Es würde sich dann J_t und damit auch J_0 zu groß ergeben.²⁾

1) H. W. Schmidt, l. c.

2) Nach einer Veröffentlichung von W. S. Titow (Physik. Zeitschr. 12. p. 476. 1911), die mir erst nach Fertigstellung vorliegender Arbeit

Es folgt aus dem obigen, daß eine erneute Bestimmung von k in einem Gefäß von 7,2 cm Durchmesser und 7,5 cm Höhe (für das die Werte von k' und k'' exakt gelten) erwünscht wäre. Wenn ich die Berechnung des Faktors i und die genauen Formeln für das Abklingen der Induktion schon jetzt mitteile, so geschieht es aus dem Grunde, daß noch längere Zeit vergehen dürfte, ehe ich mit entsprechenden Versuchen beginnen kann.

Die bisher betrachteten Fälle 5 und 6 werden hauptsächlich für das Fontaktoskop und die Luftmischungsmethode in Frage kommen. Bei den neueren Arbeiten mit diesen hat man auch stets den Einfluß der Induktionen auf mehr oder minder genaue Weise in Rechnung gesetzt.

7. Bei der Wasserdurchlüftungsmethode beobachtet man im allgemeinen erst nach längerer Zeit (3—5 Stunden). Dann vereinfacht sich die Gleichung (2) für den Abfall der Emanation bedeutend. Wegen des mehr als 100 mal kleineren Wertes von λ_1 überwiegt dann das Glied mit $e^{-\lambda_1 \cdot t}$ über die übrigen. Aus den Werten für die Umwandlungszeiten von $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ folgt, daß nach genügend langer Zeit neben dem Gliede mit $e^{-\lambda_1 \cdot t}$ nur noch das Glied $c \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}$ in Frage kommt. Die Rechnung ergibt, daß nach $3\frac{3}{4}$ Stunden $c \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}$ nur noch 1 Proz., nach $5\frac{1}{4}$ Stunden $c \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}$ nur noch 0,1 Proz. zu dem Sättigungsstrom beiträgt. Für $t > 3$ Stunden können wir also den Ausdruck

$$-b \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + c \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - d \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} = 0$$

setzen und die Gleichungen (2) und (3) gehen dann über in

$$(16) \quad J_i = J_0 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}, \text{ wo } J_0 = Q \cdot (k + a),$$

und in

$$(17) \quad J'_i = J'_0 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}, \text{ wo } J'_0 = Q \cdot k \text{ ist.}$$

zuging, treten bei der Schmidtschen Methode Unregelmäßigkeiten auf, welche er durch die Bildung langsam wieder verschwindender Parasitionen beim Schütteln erklärt. Diese sind wohl durch den Lenard- und Perleffekt erzeugt und würden sich durch Einschaltung eines Trocken- und Watterohres in den Gebläsekreis vermeiden lassen. Bei der gewöhnlichen Anordnung (ohne Trocken- und Watterohr) gelangen aber diese trägen Ionen in das Zerstreuungsgefäß und können dann, wie aus den Versuchen von Titow folgt, sehr wohl Abweichungen gleich den von mir berechneten bewirken.

Wenn auch die Gleichungen (16) und (17) formal vollständig übereinstimmen, so sind doch die für $t=0$ sich ergebenden Werte nicht identisch. Man darf also den aus (16) berechneten Wert von J_0 nicht als den von der Emanation zur Zeit $t=0$ gelieferten Sättigungsstrom ansehen, wie es manchmal stillschweigend geschehen ist (z. B. von Reichau).¹⁾ Darüber, wie groß der Anteil der Emanation an dem Sättigungsstrom ist, den man nach längerer Zeit beobachtet, wenn die Abklingungskurve mit der von reiner Emanation (unter Ausschluß der Induktionen) identisch ist, habe ich in der Literatur keine Angaben gefunden. Nur in einem Prospekt der Firma Spindler und Hoyer, Göttingen, über den Schmidtschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern findet sich die Angabe, daß unter diesen Bedingungen etwa die Hälfte des beobachteten Wertes auf die Emanation allein zu rechnen sei. Aus den Gleichungen (16) und (17) ergibt sich für dieses Verhältnis

$$(18) \quad j = \frac{J'_t}{J_t} = \frac{J'_0}{J_0} = \frac{k}{k+a}.$$

Für

$$k = 12,6 \quad \text{und} \quad a = 15,08$$

wird

$$j = 0,45.$$

Die Emanation macht also nur 46 Proz. des beobachteten Sättigungsstromes aus, während die Induktionen 54 Proz. dazu beitragen. Dieses Verhältnis ändert sich mit dem Werte von k nur wenig. Für $k = 11,4$ z. B. würde $j = 0,43$ werden.

Welik²⁾ findet durch direkte Bestimmungen den Anteil der Induktionen zu 30—40 Proz. Ob die Abweichung von dem oben gefundenen Werte von 54 Proz. durch andere Apparatdimensionen bedingt ist, läßt sich schwer übersehen. In erster Annäherung wird man jedenfalls zur Umrechnung auf den Anteil der Emanation den Wert $j = 0,46$ benutzen dürfen.

8. Natürlich kann man auch nach längerer Beobachtungszeit, wie dies verschiedentlich geschehen ist, die Emanation

1) K. Reichau, Diss. Halle 1908.

2) A. Welik, Wien. Ber. 117. p. 1901. 1908.

ausblasen und den Abfall der Induktionen beobachten. Da θ sehr groß ist, können wir in den Gleichungen (14) und (15)

$$e^{-\lambda_1 \cdot \theta} = e^{-\lambda_2 \cdot \theta} = e^{-\lambda_3 \cdot \theta} = 0$$

setzen und erhalten dann für den Anstieg der Induktionen unter Berücksichtigung der während der Expositionszeit erfolgten Abnahme der Emanation

$$(19) \quad I_\theta = Q \cdot a \cdot e^{-\lambda_1 \cdot \theta} = 15,08 \cdot Q \cdot e^{-\lambda_1 \cdot \theta},$$

und unter der Voraussetzung einer konstanten Emanationsmenge

$$(20) \quad I_\theta' = Q \cdot (K + 1 + K'') = 15,0 \cdot Q = \text{konst.}$$

Die aus den von Gruner abgeleiteten Gleichungen folgende Formel (20) ergibt selbstverständlich eine konstante (maximale) Menge von Induktionen. Nach meiner Ableitung nimmt jedoch die erzeugte Menge mit wachsender Expositionszeit nach einer Exponentialfunktion ab, gemäß dem Abklingen der Emanation. Die Proportionalitätsfaktoren sind in beiden Gleichungen bis auf $\frac{2}{3}$ Proz., also innerhalb der Beobachtungsfehler identisch.

Für den Abfall der Wirkung der Induktionen ergeben sich analog für nicht konstante Emanationsmenge

$$(21) \quad J_t = Q \cdot (b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot \theta}$$

und für konstante Emanationsmenge

$$(22) \quad J_t' = Q \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_1} \cdot d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \right).$$

Der Einfluß der Faktoren $\lambda_m / \lambda_m - \lambda_1$ ist wie oben zu vernachlässigen. Setzen wir

$$Q \cdot e^{-\lambda_1 \cdot \theta} = P,$$

so wird unter Vernachlässigung der Faktoren $\lambda_m / \lambda_m - \lambda_1$

$$J_t = P \cdot (b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}), \quad J_0 = P \cdot (b - c + d),$$

$$J_t' = Q \cdot (b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}), \quad J_0' = Q \cdot (b - c + d)$$

und folglich

$$J_t = \frac{J_0}{b - c + d} \cdot (b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}),$$

$$J_t' = \frac{J_0'}{b - c + d} \cdot (b \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - c \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + d \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}),$$

wo

$$J_0 = J'_0 \cdot e^{-\lambda \cdot \theta},$$

d. h. für eine gegebene Anfangsintensität verlaufen die beiden Kurven praktisch identisch.

Die Gleichung (7) von Curie und Danne nimmt für lange Expositionszeiten die Form an

$$(23) J'_t = Q' \cdot \left[\lambda \cdot e^{-\lambda \cdot t} - \frac{h}{g-h} \cdot \frac{f}{f-g} \cdot e^{-g \cdot t} + \frac{g}{g-h} \cdot \frac{f}{f-h} \cdot e^{-h \cdot t} \right].$$

Um zu sehen, wie weit (21) und (23) die Beobachtungen darstellen, benutze ich eine von Sury¹⁾ mitgeteilte Beobachtungsreihe. Die analog wie Tab. II angeordnete Tab. V enthält die Resultate.

Tabelle V.

t	J_t beob.	J_t ber. Verf.	Diff. Verf.	J_t ber. C. D.	Diff. C. D.
0'	—	144	—	160	—
5	95	104	-9	105	-10
10	87,5	89,3	-1,8	87,5	0
15	82	82,2	-0,2	80,9	+ 1,0
30	75	67,6	+ 7,4	69,4	+ 5,6

Sury gibt für J_0 den Wert 112,5 an ohne näheren Hinweis auf die von ihm verwendete Formel. — Die Gleichungen (21) und (23) stellen beide die Beobachtungen mit etwa gleicher Genauigkeit dar. Nur für die Anfangsintensität ergibt die Formel von Curie und Danne einen um etwa 10 Proz. höheren Wert.

Vor dem Ausblasen der Emanation beobachtete Sury

$$J_0 = 258,$$

folglich ist

$$J'_0 = 258 - 144 = 114$$

und

$$j = \frac{J'_0}{J_0} = \frac{114}{258} = 0,44,$$

in guter Übereinstimmung mit dem aus (18) berechneten Werte 0,45.

1) J. von Sury, Diss. Freiburg (Schweiz) 1906; Mittlg. d. Naturf. Ges. Freiburg (Schweiz), Chemie 2. Heft 4. 1906.

Zusammenfassend können wir sagen, daß bei Beobachtungen nach etwa 3 Stunden der Anteil der Emanation an dem gesamten Sättigungsstrom 46 Proz. beträgt. Der bei Nichtberücksichtigung der Induktionen begangene Fehler beträgt also 54 Proz. Ein Vergleich von Resultaten, bei denen die Wirkung der radioaktiven Induktionen in Abzug gebracht ist, mit solchen, wo dies nicht geschehen ist, wird zu vollständig falschen Ergebnissen führen. Mit Hilfe des berechneten Reduktionsfaktors j wird es dagegen möglich sein, die verschiedenen Beobachtungen miteinander vergleichbar zu machen.

9. Wir wollen jetzt die den §§ 5—8 entsprechenden Betrachtungen auch für die Th-Emanation anstellen. Da die Wirkung der weichen β -Strahlen von Th A sehr gering ist, können wir (in Einklang mit Kurz¹⁾ und Gube²⁾) Th A als nicht strahlend ansehen, also k_2 gleich Null setzen. Da auch Th C nur eine sehr schwache Wirkung ausübt und ferner sehr rasch zerfällt, können wir auch k_4 gleich Null annehmen. Die Gleichung (1) geht dann über in

$$(24) \quad \left\{ J_t = Q \cdot \left[\left(k t \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} \right) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \right], \right.$$

$$(25) \quad J_t = Q \cdot [(k + a) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} - b' \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + c' \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t}],$$

wo a' , b' , c' Abkürzungen sind, die sich aus (24) ergeben.

Es ist

$$\lambda_1 = 1,28 \cdot 10^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}, \quad \lambda_2 = 1,82 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1},$$

$$\lambda_3 = 2,10 \cdot 10^{-4} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Da λ_1 bei weitem überwiegt, so kommen für Thor nur die in §§ 5 und 6 betrachteten Fälle (kurze Beobachtungszeit) in Betracht. Für $t > 10$ Min., können wir $e^{-\lambda_1 \cdot t}$ bereits gleich Null setzen, und es wird dann

$$(26) \quad J_t = Q \cdot (-b' \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + c' \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t}).$$

J_t klingt also ab als Summe zweier Exponentialfunktionen.

1) K. Kurz, Habilitationsschrift, Techn. Hochschule München 1909; Abh. d. K. Bayr. Akad. d. Wiss., Math.-Physik. Klasse 25. 1. Abh. 1909.

2) F. Gube, Diss. Halle 1910.

Soviel ich aus der mir zugänglichen Literatur ersehen kann, hat man zur Bestimmung von J_0 nur die in den ersten 2—3 Min. beobachteten Werte benutzt und dann J_0 berechnet aus der Formel

$$(27) \quad J'_t = J_0 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} = Q \cdot k \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t},$$

also angenommen, daß die Induktionen, die sich inzwischen gebildet hatten, zu vernachlässigen sind. Um zu sehen, wie weit dieses Verfahren gerechtfertigt wäre, wollten wir analog wie beim Radium das Verhältnis $i = J_0'/J_t$ berechnen. Es wird

$$(28) \quad i = \frac{J'_t}{J_t} = \frac{k}{(k + a') \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - b' \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + c' \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}}$$

Aus den oben angegebenen Werten folgt:

$$a' = 2,37 \cdot 10^{-5}, \quad b' = -1,55 \cdot 10^{-3}, \quad c' = -1,58 \cdot 10^{-3}.$$

Es fehlte also nur noch die Kenntnis von k . Da aus äußeren Gründen noch längere Zeit vergehen dürfte, ehe ich mit den geplanten Versuchen dafür beginnen kann, hatte ich, um wenigstens die Größenordnung von k festzulegen, eine von Schmidt und Kurz¹⁾ mitgeteilte Kurve eines Quellwassers benutzt, das fast reine Th-Emanation enthielt (eine geringe Ra-Emanation ist an der Kurve bereits in Abzug gebracht). Die erhaltenen Resultate waren:

Erste Beobachtungsreihe

0,00041

0,00161

0,00124

Zweite Beobachtungsreihe

negativ

0,00254

0,00417

Mittel: $k = 0,002$.

Dieser Wert erscheint mir vorläufig so wenig wahrscheinlich (die Wirkung der Th-Emanation wäre danach 500 mal geringer als die des Th B), daß ich erst die Resultate eigener ad hoc anzustellender Versuche abwarten möchte, ehe ich die Werte für den Faktor i und die Folgerungen mitteile, welche sich daraus für die Trennung der Ra-Emanation und Th-Emanation in einem Gemisch beider ergeben, obwohl die mit Hilfe des obigen Wertes von k berechnete Kurve sich den Beobachtungsergebnissen recht gut anschmiegt.

1) H. W. Schmidt u. K. Kurz, Physik. Zeitschr. 7. p. 209. 1906, Fig. 2.

10. Man könnte den Anteil der Thorinduktionen auch dadurch bestimmen, daß man analog wie beim Radium die Emanation ausbläst und den Abfall der Induktionen untersucht. Für diesen folgt aus der Gleichung (15) unter der Annahme $k_2 = k_4 = 0$

$$(29) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot & \left[\frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_4)} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ & \left. - \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_4)} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right], \end{aligned} \right.$$

$$(30) \quad \left\{ \begin{aligned} J_t = Q \cdot & [\beta' \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \\ & - \gamma' \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}], \end{aligned} \right.$$

wo β' und γ' Abkürzungen für die betreffenden Faktoren sind. Für den Fall konstanter Emanation ergibt sich aus (13)

$$(31) \quad \left\{ \begin{aligned} J'_t = Q \cdot & \left[\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \cdot \beta' \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right. \\ & \left. - \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \cdot \gamma' \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot \theta}) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \right]. \end{aligned} \right.$$

Für Thor ist nun

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} = -706, \quad \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_3} = -60,$$

es sind also diese Faktoren durchaus nicht, wie beim Radium, zu vernachlässigen; sie heben sich auch bei der Berechnung von J_0 nicht fort, weil der erste Faktor mehr als zehnmal größer als der zweite ist. Ferner ist schon nach ganz kurzen Expositionszeiten $e^{-\lambda_1 \cdot \theta}$ nahe gleich Null, und die Faktoren

$$e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_2 \cdot \theta} \quad \text{und} \quad e^{-\lambda_1 \cdot \theta} - e^{-\lambda_3 \cdot \theta}$$

nehmen die Werte an

$$-e^{-\lambda_2 \cdot \theta} \quad \text{und} \quad -e^{-\lambda_3 \cdot \theta},$$

während in Gleichung (31) die Faktoren

$$1 - e^{-\lambda_2 \cdot \theta} \quad \text{und} \quad 1 - e^{-\lambda_3 \cdot \theta}$$

bleiben. Letztere Gleichung würde also hier zu ganz falschen Resultaten führen.

Für Th-Emanation, wo man allerdings diese Korrektur stets angebracht zu haben scheint, würden ohne diese absolut falsche Werte resultieren. So ist für

$t = 1$ Minute	$J_0 = J_t \cdot 2,16$
2 Minuten	$J_0 = J_t \cdot 4,65$
3 „	$J_0 = J_t \cdot 10,0$

12. Ganz analog ist der Fehler, der von einzelnen Forschern (z. B. Jentsch¹⁾, Sury²⁾) dadurch begangen wird, daß sie den zu Beginn der Zirkulation gefundenen Wert nicht umrechnen auf die Zeit der Entnahme der Quellwasserprobe, die um τ sec zurückliegen möge. Für die zur Zeit $\tau = 0$, d. h. die in der Quelle vorhandene Emanation gilt dann

$$J = J_0 \cdot e^{\lambda \cdot \tau},$$

wo J_0 der nach dem obigen ermittelte und korrigierte Wert ist.

Für Ra-Emanation ergibt sich: Erfolgt die Untersuchung unmittelbar nach der Entnahme der Probe (in der Nähe der Quelle), so ist $J = J_0$. Für längere Zeiten ergibt sich der folgende Zusammenhang:

t	$e^{\lambda \cdot \tau}$
1 Tag	1,20
2 Tage	1,43
3 „	1,71
7 „	3,52
15 „	14,8
30 „	218,6

Je nach der verfloßenen Zeit kann also der Fehler recht beträchtlich werden, z. B. nach 3 Tagen bereits 71 Proz. betragen.

Für Th-Emanation ist wegen ihrer großen Umwandlungskonstante stets der Wert J nach der obigen Formel auf jeden Fall zu berechnen, auch wenn seit Entnahme des Wassers nur wenige Minuten oder Sekunden vergangen sind.³⁾ — Nach längerer Zeit ($t > 10$ Min.) läßt sich Th-Emanation bekanntlich überhaupt nicht mehr nachweisen.

Wir hatten bis jetzt stillschweigend vorausgesetzt, daß das Wasser nur Emanation, aber keine Radium- und Thor-

1) F. Jentsch, Physik. Zeitschr. 8. p. 889. 1907.

2) J. von Sury, l. c.

3) Vgl. dagegen das Folgende.

produkte gelöst enthielt. Da sich die Ra-Emanation sehr langsam bildet, würde man auch bei Gegenwart gelöster Radiumsalze mit großer Annäherung den ursprünglichen Emanationsgehalt des Wassers erhalten, wenn man unmittelbar nach Entnahme der Probe nach der Fontaktoskop- oder Luftmischungsmethode beobachtet. Anders dagegen bei der Gegenwart von Thorprodukten, bei denen sich die Emanation außerordentlich rasch erneuert. Selbst eine Zeit von $\frac{1}{2}$ Min. (die nach der Entnahme mindestens notwendig ist, um das Emanationsgleichgewicht zwischen Wasser und Luft zu erhalten) ist bereits zu groß, um die Emanationsmenge vernachlässigen zu können, welche sich während derselben neu gebildet hat. Für diesen Fall haben wir jetzt keine Methode, die eine einwandfreie Bestimmung des ursprünglichen Gehalts des Wassers an Th-Emanation gestattet. Das unwahrscheinliche Ergebnis auf p. 979 deutet darauf hin, daß die in Quellwässern — selbst kurze Zeit nach dem Schöpfen — zur Beobachtung gelangende Th-Emanation von gelösten Thorprodukten herrührt.

13. Verschiedene Forscher (z. B. Mache und Meyer¹⁾, Reichau²⁾, Sury³⁾) haben die wegen der Absorption der Strahlung durch die Gefäßwände nötige Korrektur nach Duane⁴⁾ nicht angebracht. Ich habe für eine Reihe von bisher benutzten Gefäßdimensionen diese Faktoren zu berechnen versucht, indem ich diese Gefäße als Zylinder betrachtete und eventuell Durchmesser und Höhe so schätzte, daß angenähert sich das benutzte Volumen ergab (die geschätzten Werte sind durch * markiert). In der Tab. VI sind angegeben: der Autor, Durchmesser D , Höhe h (in cm), Verhältnis von Oberfläche zum Volumen O/V , der Duanesche Faktor φ , die anzubringende Korrektur (Korr.) — Schmidt und Kurz haben sie an ihren Resultaten bereits angebracht — das aus den Dimensionen berechnete Volumen Vol. ber. und das von den Autoren angegebene Vol. ang. (in Litern).

1) H. Mache, Wien. Ber. 113. p. 1329. 1904; H. Mache u. St. Meyer, Wien. Ber. 114. p. 355. 545. 1905; Physik. Zeitschr. 6. p. 692. 1905.

2) K. Reichau, Diss. Halle 1908.

3) J. von Sury, l. c.

4) W. Duane, Journ. de Phys. 4. p. 605. 1905.

Tabelle VI.

Autor	D	h	O/V	φ	Korr.	Vol. ber.	Vol. ang.
Sury ¹⁾ , Welik ²⁾ Gefäß II*	30	60	0,17	1,10	10 %	42,5	38,5; 27,3
Sury, Welik Gefäß I*							
Fontaktoskop ³⁾	22	26	0,27	1,16	16	8,9	9,0
Reichau ⁴⁾	18	25	0,28	1,18	18	8,9	8,9
Schmidt u. Kurz ⁵⁾	?	?	0,17	2,55	155		?

(Beim Fontaktoskop habe ich eine Wasserfüllung von 1 Liter angenommen; bei anderer Füllung wird sich der Wert von φ etwas ändern.) — Je nach den Dimensionen des Gefäßes beträgt also die Korrektion 10—155 Proz.

14. Aus dem vorhergehenden folgt, daß ein Vergleich von Resultaten, an welchen nicht sämtliche eingangs angeführten Korrekturen angebracht sind, unmöglich ist. Dadurch verliert auch die sonst so verdienstvolle Arbeit von Sommer⁶⁾, eine Zusammenstellung von Heilquellen nach ihrem Emanationsgehalt, sehr viel von ihrem Wert. Ich hoffe, daß es auf Grund der in dieser Arbeit berechneten Daten möglich sein wird, wenigstens annähernd nachträglich die wichtigsten Korrekturen anzubringen.

Zusammenfassung.

Es werden die einzelnen an den Emanationsmessungen von Quellwässern anzubringenden Korrekturen besprochen und ihr Betrag berechnet.

Für die Berücksichtigung der Induktionen werden für Ra-Emanation auf Grund von Formeln, die nach dem jetzigen Stande unserer Kenntnis der radioaktiven Substanzen als

1) J. von Sury, l. c.

2) A. Welik, Wien. Ber. 117. p. 1191. 1908.

3) H. Sieveking, Physik. Zeitschr. 6. p. 700. 1905.

4) K. Reichau, l. c.

5) H. W. Schmidt u. K. Kurz, Physik. Zeitschr. 7. p. 209. 1906.

6) E. Sommer, Über die Radioaktivitätsverhältnisse der natürlichen Heilquellen des deutschen Sprachgebietes (leider ohne Jahreszahl erschienen!).

streng gültig anzusehen sind, Reduktionsfaktoren berechnet, die es gestatten, aus der Abklingungskurve den Betrag der Emanation (allein) zur Zeit des Beginns des Versuches zu berechnen.

Für Beobachtungen an Ra-Emanation, die erst 3 Stunden nach der Zirkulation beginnen, wird der Anteil der Emanation an dem beobachteten Sättigungsstrom zu 46 Proz. berechnet.

Es werden ferner Formeln entwickelt für das Abklingen der Induktionen, nach dem Ausblasen der Emanation, bei welchen die bisher gemachte Voraussetzung einer (während der Expositionszeit) konstanten Emanationsmenge fallen gelassen wird.

Buenos Aires, Instituto de Fisica del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, Juli 1911.

(Eingegangen 20. Februar 1912.)

Nachtrag.

Bei der Durchsicht der deutschen Übersetzung der Radioaktivität von Mme. P. Curie fand ich in Band 2, p. 347 ff. und 370 ff. die Resultate zweier Arbeiten von Duane¹⁾ und Duane und Laborde²⁾, die mir unbekannt geblieben waren, da mir die betreffenden Zeitschriften hier nicht zugänglich sind. Nach diesen beträgt der von der Emanation allein herrührende Sättigungsstrom 42 Proz. des gesamten von der Emanation und den Induktionen zusammen nach 3—5 Stunden hervorgerufenen Sättigungsstromes, und zwar gilt diese Zahl für ein zylindrisches Zerstreuungsgefäß von 6,7 cm Durchmesser, 12,6 cm Höhe und etwa 440 cm³ Inhalt.

Ferner bestehen zwischen der Emanationsmenge x , wenn man als Einheit die pro sec von 1 g Ra met. erzeugte Menge wählt, und den durch die Emanation unterhaltenen Sättigungsströmen i_0 (zur Zeit $t = 0$) und i_M (maximaler Strom für $t = 3$ bis 5 Stunden) die Beziehungen

$$x = \frac{i_0}{5,2 \cdot (1 - 0,52 \cdot 0/V)}$$

1) W. Duane, Compt. rend. 140. p. 581. 1905.

2) W. Duane u. E. Laborde, Le Radium 1910.

und i_M die Emanationsintensität bei maximaler Sättigung ist, so gilt:

$$x = \frac{i_M}{13,15 \cdot (1 - 0,52 \cdot O/V)}$$

wenn O und V Oberfläche und Volumen des benutzten Zerstreuungszylinders sind. Hieraus berechnet sich der Anteil der Emanation an dem maximalen Strom zu 40 Proz. Beide Zahlen (42 und 40 Proz.) stimmen recht gut mit dem von mir gefundenen Wert von 46 Proz. überein.

Die beiden letzten Formeln können, wie durch Untersuchungen von Schmidt und Nick¹⁾ bestätigt wurde, mit sehr guter Annäherung zur Umrechnung auf die vom internationalen Kongreß für Radioaktivität und Elektronik in Brüssel 1910 angenommene Einheit „Curie“ dienen (1 Curie ist definiert als diejenige Emanationsmenge, welche mit 1 g Ra met. im Gleichgewicht steht), und zwar würde ein anfänglicher bzw. maximaler Sättigungsstrom von 1 Mache Einheit entsprechen

$$\text{bzw.} \quad \frac{\lambda}{1000 \cdot 5,2 \cdot (1 - 0,52 \cdot O/V)} \text{ Curie,}$$

$$\frac{\lambda}{1000 \cdot 13,15 \cdot (1 - 0,52 \cdot O/V)} \text{ Curie,}$$

wo λ die Umwandlungskonstante der Radium-Emanation ($\lambda = 2,08 \cdot 10^{-6}$) ist. Dabei wären an i_0 die Korrekturen a bis e und an i_M die Korrekturen a , b und c meiner Arbeit anzubringen.

Buenos Aires, Mai 1912.

1) H. W. Schmidt u. H. Nick, Physik. Zeitschr. 13. p. 199. 1912.

(Eingegangen 21. Juni 1912.)

**5. Anomale Dispersion
einiger organischer Farbstoffe;
von W. Rohn.**

(Umgearbeitete Straßburger Dissertation.)

Einleitung.

Nachdem es gelungen war, für die Dispersion durchsichtiger Medien Gleichungen aufzustellen, die den ganzen Verlauf der experimentellen Dispersionskurve richtig darstellen, wenn man aus drei beliebigen Punkten dieser Kurve die Konstanten jener Gleichungen berechnete, suchte man die gleiche Aufgabe für die Dispersion selektiv absorbierender und daher anomal dispergierender Medien zu lösen. Man fand zunächst, daß die Anomalität der Dispersion mit der Absorption in engem Zusammenhang steht, ja, daß sogar die normale Dispersion auf der Einwirkung eines Absorptionsgebietes beruht, das allerdings von dem betrachteten Spektralbereich ziemlich weit entfernt ist. Die Absorption suchte man durch Resonanzerscheinungen zu erklären; man erhielt, wenn man die Existenz einer Resonatorgattung von bestimmter Schwingungszahl und Dämpfung annahm, Gleichungen, aus denen sich Brechungsindex und Absorptionskoeffizient für die einzelnen Wellenlängen berechneten. Die so gewonnenen theoretischen Dispersions- und Absorptionskurven zeigten qualitativ den Charakter der bei anomal dispergierenden Medien tatsächlich gefundenen. Die Gleichungen weisen drei Konstante auf, die sich aus den Parametern jener Resonatorgattung bestimmen; man hätte also versuchen können, aus drei Punkten experimentell gefundener Kurven diese Konstanten zu berechnen; die Gleichungen hätten dann den übrigen Verlauf der experimentellen Kurven richtig darstellen müssen. Dies war jedoch nicht möglich; man sah sich daher zu der Annahme gedrängt, daß für die untersuchten Medien innerhalb der dem Absorptionsgebiet entsprechenden

Schwingungszahlen mehrere resonanzfähige Systeme von verschiedenen Parametern vorhanden seien, derart, daß die experimentellen Kurven durch Superposition der einzelnen theoretischen Kurven entstanden zu denken wären. Diese Annahme wird bereits durch die Form der experimentellen Kurven nahe gelegt, wie schon ein Blick auf die am Schlusse der vorliegenden Arbeit mitgeteilten Dispersions- und namentlich Absorptionskurven zeigt.

Man hat nun für Cyanin graphisch eine Anzahl von je einer angenommenen Resonatorgattung entsprechenden Absorptionskurven der theoretisch geforderten Gestalt so konstruiert, daß ihre Superposition die experimentelle Absorptionskurve lieferte. In der Art, wie man die experimentell gefundenen Absorptionskurven in einzelne Streifen zerfällt, liegt natürlich eine große Willkür, da man ja über die Anzahl der anzunehmenden Resonatorgattungen, über ihre Amplituden und Dämpfungen nicht den mindesten Anhalt hat. Die erwähnten Konstanten der Gleichung ergaben sich dann aus diesen einzelnen theoretischen Absorptionskurven unter Benutzung einiger weniger Punkte der experimentellen Dispersionskurve; die Gleichungen lieferten dann die übrige Dispersionskurve in guter Annäherung.¹⁾

Da man also bei keinem der untersuchten festen Körper mit der Annahme einer einzigen Resonatorgattung auskommen konnte, beschränkte sich die Prüfung der Theorie in der Hauptsache auf einen Vergleich zwischen der *experimentell* gefundenen Dispersionskurve und der aus der experimentellen Absorptionskurve (unter Zuhilfenahme einiger weniger Punkte der experimentellen Dispersionskurve) *errechneten* Dispersionskurve. Man bedarf dazu also der experimentellen Bestimmung der Absorption und der Dispersion für den nämlichen Körper in ein und demselben Spektralbereich.

1) Vgl. auch H. Kayser, Handbuch d. Spektroskopie 4. p. 456ff. — Der einfache Ansatz würde wahrscheinlich bei den schmalen symmetrischen Absorptionslinien ausreichen; die wir bei einigen Dämpfen treffen; der Gang der Dispersion in ihrer Nachbarschaft ist nach der Woodschen Methode genau meßbar, doch dürfte eine genügend genaue Bestimmung des Ganges der Absorption in den in Betracht kommenden außerordentlich schmalen Spektralbereichen fast unmöglich sein.

Weitere Versuche nach dieser Richtung waren bis jetzt mangels geeigneten experimentellen Materiales nicht möglich. Die vorliegende Arbeit bemüht sich, möglichst zuverlässiges experimentelles Material für derartige Untersuchungen zu liefern, ohne vorläufig ihre theoretische Verarbeitung zu versuchen.

Dabei wurde Wert darauf gelegt, chemisch genau definierte Körper von möglichst vollkommener Reinheit zu untersuchen, da sich hierbei relativ einfache Verhältnisse erwarten ließen, während sich bei Gemischen verschiedener Farbstoffe oder bei verunreinigten Farbstoffen mehrere Einflüsse in unkontrollierbarer Weise überlagern und die Verhältnisse komplizieren müssen. Es wurden vier organische Farbstoffe in festem Zustande untersucht, während die Untersuchung ihrer Lösungen in verschiedenen Lösungsmitteln einer späteren Arbeit vorbehalten blieb.

Zwei dieser Farbstoffe wurden wegen der starken Fluoreszenz gewählt, die sie in Lösungen zeigen, da es wahrscheinlich ist, daß Beziehungen zwischen den Eigenschaften dieser Fluoreszenz und den sonstigen optischen Konstanten dieser Körper bestehen. Nach dieser Richtung wurden jedoch nur wenige Versuche angestellt, über die am Schlusse dieser Arbeit berichtet wird.

Methoden.¹⁾

Die nächstliegende Methode zur Bestimmung von Brechungsindizes benutzt die prismatische Ablenkung. Die starke Absorption anomal dispergierender Substanzen verlangt äußerst dünne Prismen, deren brechende Winkel höchstens einige Minuten betragen dürfen. Diese Methode hat namentlich (außer Kundt²⁾) Pflüger³⁾ bei seinen ausgezeichneten Bestimmungen der Dispersion organischer Farbstoffe angewandt. Es ist jedoch sehr schwierig und bei einigen Körpern ganz un-

1) Vgl. auch H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie p. 426 ff.

2) A. Kundt, Pogg. Ann. 142. p. 163—171. 1871; 143. p. 149 bis 152, 259—269. 1871; 144. p. 128—137. 1872; 145. p. 67—80, 164—166. 1873.

3) A. Pflüger, Wied. Ann. 56. p. 424—430. 1895; 58. p. 670. 1896; 65. p. 173—213, 224. 1898; Ann. d. Phys. 8. p. 230—232. 1902; Naturwissensch. Rundsch. 11. Nr. 5. 1896.

möglich, wohl definierte, brauchbare Prismen zu erhalten¹⁾ (die Variation des Brechungsindex mit dem Einfallswinkel ist bei so spitzen Prismen ohne Einfluß).

Eine zweite Methode, namentlich von Cartmel²⁾ angewandt, benutzt das (Jaminsche) Interferentialrefraktometer. Man braucht dazu streng genommen zwei Farbstoffschichten von verschiedener, aber konstanter, genau bestimmter Dicke oder doch Dickendifferenz, da an der Oberfläche absorbierender Medien ein Phasensprung auftritt, der unterhalb einer gewissen Schichtdicke von der Dicke dieser Schicht abhängig ist; es ist somit eine untere Grenze für die Dicke der dünneren Schicht gegeben. Auch diese Schichten müssen der Absorption wegen sehr dünn sein. Schichten, deren Dicke für einige Quadratmillimeter konstant ist, sind relativ leicht zu erhalten, die Bestimmung der Dicke solcher Schichten ist jedoch schwierig und meist auch nicht sehr genau. Endlich kann zur Bestimmung von Brechungsindizes noch die Totalreflexion dienen, doch ist diese Methode natürlich nur für Wellenlängen anwendbar, die von der untersuchten Substanz wenig oder gar nicht absorbiert werden, da die stärker absorbierten Wellenlängen metallisch reflektiert werden. Außerdem verlangt sie ein Medium von größerem Brechungsindex als das untersuchte, eine Forderung, die nicht immer leicht zu erfüllen ist. Eine weitere Schwierigkeit beruht ferner darauf, daß die hierzu benutzten Schichten relativ dick sein müssen; je dicker eine Schicht wird, um so größer wird auch die Neigung des Farbstoffs, zu kristallisieren.

Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten durch spektrophotometrische Messung bedarf man ebenfalls zweier Schichten von verschiedener, genau gemessener Dickendifferenz.

Endlich kann man durch Bestimmung der Konstanten der elliptischen Polarisierung für stark absorbierte Wellenlängen gleichzeitig Brechungsindex und Absorptionskoeffizient finden;

1) Es zeigt sich nämlich, daß die Herstellung von Prismen aus einem bestimmten Farbstoffe um so schwieriger wird, je reiner das betreffende Präparat ist, da mit der Reinheit auch die Tendenz zur Kristallisation wächst.

2) W. B. Cartmel, Phil. Mag. 6. p. 213—227. 1903.

diese Methode¹⁾ wurde für die folgenden Untersuchungen benutzt. Man bedarf der experimentellen Bestimmung zweier Winkel, des Haupteinfallswinkels und des Hauptazimutes. Der Haupteinfallswinkel ist dadurch definiert, daß die bei metallischer Reflexion auftretende Phasendifferenz zwischen parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht gerade $\pi/2$ (gleich $\lambda/4$) beträgt, während die Tangente des Hauptazimutes das Amplitudenverhältnis im reflektierten Licht darstellt, vorausgesetzt, daß die Amplituden vor der Reflexion gleich groß waren. Zur Bestimmung des Hauptazimutes läßt man an einer spiegelnden Fläche des betreffenden absorbierenden Mediums polarisiertes Licht, dessen Polarisationssebene um 45° gegen die Einfallsebene des Spiegels geneigt ist, unter dem Haupteinfallswinkel reflektieren; führt man das reflektierte Licht wieder in linear polarisiertes über, indem man den Phasensprung von $\lambda/4$ auf $\lambda/2$ vergrößert, so ist der Winkel, den die Schwingungsebene des letzteren gegen die Einfallsebene bildet, das Hauptazimut. Die Art und Weise, wie man die Phasendifferenz von $\pi/2$ auf π bringt, bedingt verschiedene Modifikationen der Methode. Man kann für beliebige Wellenlängen streng einen Phasenunterschied von $\pi/2$ vermitteln eines Babinet-Soleilschen Kompensators hervorrufen; man kann für einzelne Wellenlängen durch ein Viertelwellenlängenblättchen oder für größere Spektralbereiche mit ziemlich guter Annäherung durch ein Fresnelsches Parallelepiped Gangunterschiede von $\lambda/4$ erzeugen. Jede dieser drei Vorrichtungen bringt eine gewisse Unsicherheit in die Bestimmung, die teilweise in ihrer beträchtlichen Dispersion begründet ist; diese Dispersion ist beim Fresnelschen Parallelepiped am geringsten. Man kann endlich das von einem Spiegel unter dem Haupteinfallswinkel reflektierte Licht nochmals an einem ebensolchen, dem ersten parallelen Spiegel, reflektieren lassen und erhält so wieder linear polarisiertes Licht, zu dessen Untersuchung ein einfacher Nicol genügt. Dieses von Quincke²⁾ angegebene Verfahren wurde von

1) Auch Kayser hält diese Methode, nachdem sie einmal als einwandfrei nachgewiesen ist, für die beste. (Vgl. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie 4. p. 427 u. p. 518.)

2) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubelband p. 336. 1874.

Walter¹⁾ zur Untersuchung eines Fuchsins und von Diamantgrün angewandt. Man bedarf für die Untersuchung nur zweier Farbstoffspiegel, die genau parallel auf dem Tischchen des Spektrometers zu befestigen sind. (Die Dicke der Farbstoffschicht muß so groß sein, daß durch eine Schicht von der doppelten Dicke praktisch nichts mehr hindurchgeht.) Die Hauptwinkel sind dabei dadurch bestimmt, daß das vom zweiten Spiegel reflektierte Licht linear polarisiert ist, d. h., daß beim Drehen des analysierenden Nicols vollkommene Auslöschung eintritt. Durch abwechselndes Hin- und Herdrehen der Spiegel (d. h. Änderung des Einfallswinkels) und des Analysators findet man die Hauptwinkel rasch und sicher, derart, daß unter 20 Einstellungen keiner mehr als etwa 5—8 Min. vom Mittel abweicht. Dabei ist zur Erreichung größerer Genauigkeit, als sie gewöhnlich beim Einstellen von Nicols auf Auslöschung erreichbar ist, der folgende Weg eingeschlagen. Lippich²⁾ hat ausführlich die Bedingungen, unter denen bei gekreuzten Nicols (Dunkelstellung) ein Landolt-scher Streifen³⁾ im Gesichtsfeld auftritt, untersucht und angegeben, wie sich diese Erscheinung verwenden läßt, um bei Nicoleinstellungen eine größere Genauigkeit zu erzielen.⁴⁾ Durch sehr sorgfältige Justierung (vgl. unten) des Polarisationspektrometers gelang es nun, einen ziemlich ausgeprägten Landolt-schen Streifen zu erhalten, der bei Drehung des

1) B. Walter, Die Oberflächen- oder Schillerfarben, Braunschweig 1895.

2) F. Lippich, Wien. Ber. III. 85. p. 268. 1882.

3) H. Landolt, Das optische Drehungsvermögen organischer Substanzen, Braunschweig 1879.

4) Eine andere Methode zur Erreichung einer größeren Genauigkeit bei der Einstellung von Nicols auf Auslöschung gibt Bernoulli an (A. L. Bernoulli, Ann. d. Phys. 29. p. 585 ff. 1909). Er ersetzt den Polarisator durch einen Halbschattennicol; es fällt dann natürlich auf den Spiegel Licht, das zum Teil um mehr, zum Teil um weniger als 45° gegen die Einfallsebene des Spiegels geneigt ist. Außerdem definiert Bernoulli den Haupteinfallswinkel dadurch, daß das zugehörige Azimut ein Minimum ist, was nach Voigt nur angenähert richtig ist (W. Voigt, Ann. d. Phys. 29. p. 956—958. 1909). Aus diesen Gründen wurde diese Methode nicht angewandt. Eine größere Genauigkeit als bei gewöhnlichen Nicoleinstellungen wurde durch das oben beschriebene Verfahren erzielt.

Analysators um $\frac{1}{2}-1^\circ$ das Spaltbild im Fernrohr gerade von unten bis oben durchlief. Bei dieser Justierung kommt es darauf an, daß das Licht, das die Nicols durchsetzt, parallel ist und daß die Nicols gut zentriert sind; ferner muß das Spiegelpaar einander und der Drehachse des Spektrometer-tischchens genau parallel und Fernrohr- und Kollimatorachse senkrecht zu jener Drehachse sein. Im gelben und grünen Teile des Spektrums ist dieser Streifen naturgemäß am deutlichsten; seine Breite beträgt etwa ein Zehntel der Spaltlänge, der Streifen kann daher im gelben und grünen Licht bis auf ein halbes Zehntel der Spaltlänge mit Sicherheit auf deren Mitte eingestellt werden. Dies entspricht einer Einstellungs-genauigkeit von weniger als ein Zehntel Grad; die Nicolteil-kreise gestatteten dies gerade noch abzulesen; viel höher wird sich die Genauigkeit bei derartigen Beobachtungen an Farb-stoffspiegeln wohl kaum treiben lassen. Im äußersten Rot und namentlich in Violett sinkt diese Genauigkeit (etwa auf die Hälfte bis ein Drittel), da das Auge für Helligkeitsunterschiede in diesen Bereichen weniger empfindlich ist. Ließ man den Analysator auf Auslöschung gestellt (d. h. den Landoltschen Streifen symmetrisch zu einem über die Spaltmitte gespannten Draht eingestellt) und änderte den Einfallswinkel an den Spiegeln ein wenig, so huschte beim Durchgang durch den Haupteinfallswinkel ein dunkler Schatten in horizontaler Richtung quer durch das Spaltbild, während der vorher beschriebene Streifen in vertikaler Richtung über die Längsausdehnung des Spaltes lief.

Beobachtungen, die zu verschiedenen Zeiten an verschiedenen Spiegelpaaren nach erneuter Justierung des Instrumentes gemacht wurden, lagen im Mittel in einem Bereich von etwa 5 Min. für den Haupteinfallswinkel und bis 10 Min. für das Hauptazimut. Bei der Justierung des Instrumentes, d. h. bei der Festlegung der Null- und der 45° -Lagen von Analysator und Polarisator waren unter 100 Bestimmungen höchstens fünf, die von den übrigen um $\pm 0,05^\circ$ abwichen, so daß die Mittelwerte dieser Lagen sicher auf etwa 1 Min. genau sind.

Apparate und Versuchsanordnung.

Zur Durchführung einer genauen Bestimmung der Dis-persions- und Absorptionskurven war es notwendig, für eine

möglichst große Zahl von Wellenlängen an beliebigen Punkten des Spektrums die Hauptwinkel zu messen. Intensives weißes Licht auf die Spiegel fallen zu lassen und dieses dann nach dem Austritt aus dem Polarisationspektrometer spektral zu zerlegen, empfiehlt sich nicht, da die Farbstoffe in, wenn auch geringem Maße, lichtempfindlich sind. Außerdem werden die Streifen im Spektrum des durch das Polarisationspektrometer gegangenen weißen Lichtes für die Wellenlängen verwaschen und schlecht definiert, in deren Nachbarschaft die Werte der Hauptwinkel Maxima oder Minima haben. Endlich ist dieses Spektrum in seinen verschiedenen Partien sehr ungleich hell infolge der starken Variationen von Brechungsindex und Absorptionskoeffizient; besonders bei Fuchsin tritt dort, wo der Brechungsexponent nahe gleich eins ist, ein fast dunkler Streifen auf (vgl. Kurventafel p. 1006). Es wurde daher mit monochromatischem Licht gearbeitet.

Vor der Beschreibung der einzelnen Apparate sei die Versuchsanordnung kurz erläutert, deren Grundriß in Fig. 1 schematisch gezeichnet ist. Das zur Untersuchung benutzte monochromatische Licht wurde von einem Apparat geliefert, der kurz als Monochromator bezeichnet sei. Um alles Nebenlicht auszuschließen, war dieser Monochromator (I, Fig. 1) im Nebenzimmer aufgestellt. Die Einzelheiten dieses Monochromators zeigt Fig. 2; eine eingehendere Beschreibung siehe in der Originalarbeit. Das Hohlprisma war mit α -Monochlor-naphtalin gefüllt (bezogen von der Firma Elektron, Griesheim). Die Einstellung des Monochromators auf bestimmte Wellenlängen erfolgte vom Arbeitstisch aus vermittelt W , E , H , T (vgl. Figg. 1 und 2). Das aus dem Spalt S_2 austretende monochromatische Licht wurde durch die Linsen L_3 auf dem Spalte des Meyersteinschen Polarisationspektrometers (II, Fig. 1) vereinigt, dessen Tischchen die zu untersuchenden Farbstoffspiegel BB trug. Auf diesem Tischchen war ferner ein schmaler Streifen R eines versilberten Glasspiegels befestigt, der das aus dem Kollimator austretende Licht bei geeigneter Stellung des Teilkreises auf den Spalt eines auf Wellenlängen geeichten Spektrometers (III, Fig. 1) warf, das zur Bestimmung der jeweils benutzten Wellenlänge und zur Kontrolle der Homogenität des Lichtes diente. Die Einstellung des Monochro-

I. Monochromator.

- S, S_1 Spalte.
 L_1, L_2 achromatische Linsen.
 N Nernstfaden.
 C Kollimator.
 D Drehscheibe.
 P Hohlprisma.
 a Kupferplatte.
 b Asbestplatte.
 E Elektromotor.
 H Vorgelege.
 T Schraubenspindel.
 F Lager von T .
 L_3 Linsen.

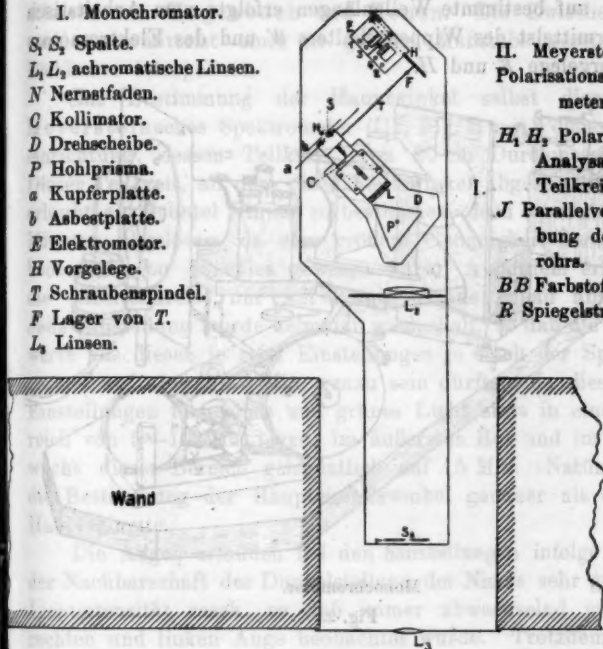
II. Meyersteinsches
Polarisationspektrometer.

H_1, H_2 Polarisator u.
Analysator mit
Teilkreisen.

J Parallelverschiebung des Fernrohrs.

BB Farbstoffspiegel.
 R Spiegelstreifen.

I.



Wand

L_3

III.

III. Geeichtes
Spektrometer.

U Schieberrheostat

und

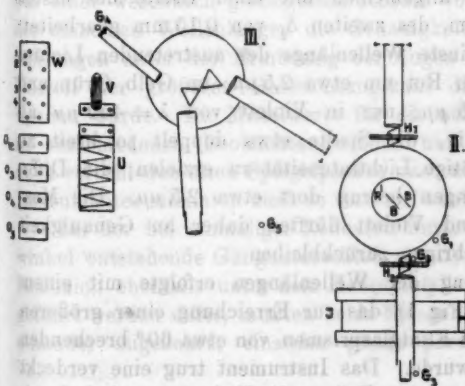
V Stromregler f. d.
Nernststift N .

W Wippenschalter
für E .

G_1 bis G_5 verdeckte
Glühlämpchen.

O_1 bis O_5 Ström-
schlüssel für G .

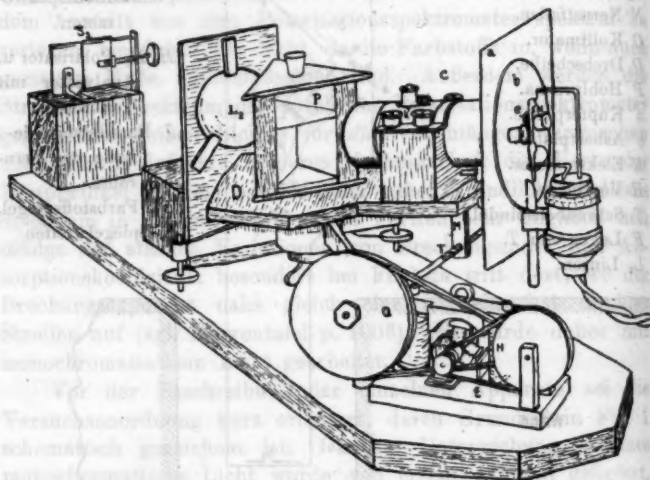
II.



Grundriß der Versuchsanordnung.

Fig. 1.

mators auf bestimmte Wellenlängen erfolgte vom Arbeitstisch aus mittelst des Wippenschalters *W* und des Elektromotors mit Vorgelege *E* und *H*.



Monochromator.

Fig. 2.

Es wurde im allgemeinen mit einer Breite des ersten Spaltes von 0,08 mm, des zweiten S_2 von 0,15 mm gearbeitet; die größte und kleinste Wellenlänge des austretenden Lichtes differierten dann im Rot um etwa $2,5 \mu\mu$; im Gelb, Grün und Blau um 2 bis $1,5 \mu\mu$; nur in Violett von $\lambda = 450 \mu\mu$ ab wurde es notwendig, die Spalte etwa doppelt so breit zu machen, um die nötige Lichtintensität zu erzielen; die Differenz der Wellenlängen betrug dort etwa $2,5 \mu\mu$. Die Messungen im Rot und Violett dürften daher an Genauigkeit etwas hinter den übrigen zurückbleiben.

Die Bestimmung der Wellenlängen erfolgte mit einem Spektrometer (III, Fig. 1), das zur Erreichung einer größeren Dispersion mit zwei Flintglasprismen von etwa 60° brechenden Winkeln versehen wurde. Das Instrument trug eine verdeckt beleuchtete Skala von 300 Teilen; die Eichung geschah durch etwa 50 Metall- und Gaslinien unter Benutzung des Spektral-

atlasses von Hagenbach und Konen. Die Zwischenwerte wurden vermittelt einer in großem Maßstabe gezeichneten Eichkurve interpoliert.

Zur Bestimmung der Hauptwinkel selbst diente ein Meyersteinsches Spektrometer (III, Fig. 1) mit Polarisations-einrichtung, dessen Teilkreis etwa 20 cm Durchmesser hat. Dieser Teilkreis, an dem die Einfallswinkel abgelesen wurden, erlaubt ein Zehntel Minute zu bestimmen, doch wurde nur auf Minuten abgelesen, da eine größere Genauigkeit der Einzelbeobachtungen zwecklos gewesen wäre. Außerdem erlaubten die Nicolteilkreise nur auf Zehntel-Grade genau abzulesen. Jede Einstellung wurde zehnmal wiederholt, so daß die Mittelwerte aus diesen je zehn Einstellungen je nach der Spektralgegend auf etwa 3—5 Min. genau sein dürften, da diese zehn Einstellungen für gelbes und grünes Licht stets in einem Bereich von 5—10 Min. lagen; im äußersten Rot und im Violett wuchs dieser Bereich gelegentlich auf 15 Min. Natürlich ist die Bestimmung der Haupteinfallswinkel genauer als die der Hauptazimute.

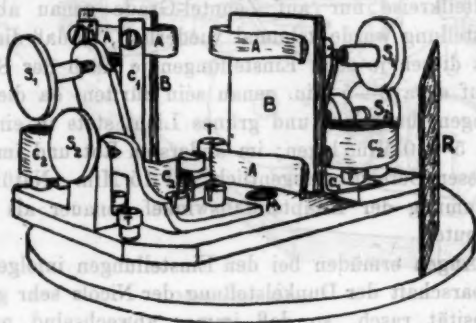
Die Augen ermüden bei den Einstellungen infolge der in der Nachbarschaft der Dunkelstellung der Nicols sehr geringen Lichtintensität rasch, so daß immer abwechselnd mit dem rechten und linken Auge beobachtet wurde. Trotzdem würde bei einer wesentlich gesteigerten Anzahl von Einstellungen für die einzelnen Wellenlängen die Genauigkeit der späteren Einstellungen unter der Ermüdung der Augen so leiden, daß der Vorteil der größeren Beobachtungszahl dadurch aufgehoben werden würde. Die Mittelwerte für die nämliche Wellenlänge in verschiedenen Beobachtungsreihen und an verschiedenen, auch verschieden alten Spiegelpaaren nach neuer Justierung des Instrumentes stimmten auch so stets auf wenige Minuten überein.

Da der bei einmaliger Reflexion unter dem Haupteinfallswinkel entstehende Gangunterschied von $\lambda/4$ durch eine zweite Reflexion ebenfalls unter dem Haupteinfallswinkel in $\lambda/2$ übergeführt werden sollte, mußten beide Spiegel, spiegelnde Flächen einander zugekehrt, einander genau parallel¹⁾ und parallel

1) Von der Sorgfalt, mit der die Spiegel parallel gestellt werden, hängt die Schärfe des Landoltschen Streifens wesentlich ab.

zur Achse des Spektrometers, auf dem Tischchen des Spektrometers befestigt werden. Zu diesem Zweck war auf das Tischchen des in der üblichen Weise justierten Spektrometers der in der Fig. 3 skizzierte Apparat aufgeschraubt.

Die Spiegel werden durch die vier Blattfedern $A \dots A$ auf den beiden Platten $B B$ festgehalten; diese Platten werden durch die Schrauben $S_1 S_1$ um horizontale, durch die Schrauben $S_2 S_2$ um vertikale Achsen gedreht; die Blattfedern $C_1 C_1$ und $C_2 C_2$ wirken den Schrauben $S_1 S_1$ und $S_2 S_2$ entgegen. Bei M ist die Mitte des Spektromertischchens, auf dem der



Spiegelträger.

Fig. 3.

Apparat durch die Schrauben TT befestigt ist. Außer diesem Spiegelträger ist, wie bereits erwähnt, auf dem Tischchen noch der schmale Streifen R eines versilberten Glasspiegels befestigt, der bei geeigneter Stellung des Teilkreises das aus dem Kollimator des Polarisationspektrometers austretende Licht auf den Spalt des geeichten Spektrometers wirft. Dies wurde bei der beschriebenen Einstellung des Monochromators auf bestimmte Wellenlängen mittelst des Elektromotors benutzt.

Es wurde dann zunächst der eine Spiegel mit Hilfe eines Gauss'schen Okulares senkrecht zur Fernrohrachse gestellt, darauf der Teilkreis um 180° umgeschlagen und dann der zweite Spiegel ebenfalls senkrecht zur Fernrohrachse gestellt. Die Spiegel sind schon nach dem Einschieben nahezu in der

richtigen Lage; es war daher nur eine geringe Drehung der Schrauben S_1, S_1 und S_2, S_2 notwendig.

Da nun die Reflexion möglichst an der Spiegelmitte stattfinden sollte (die Größe der Spiegel betrug etwa 4 cm im Quadrat, wovon jedoch nur 1 cm² benutzt wurde), war ein Abstand der Spiegel voneinander von etwa 2 cm notwendig. Außerdem erlaubte dieser Abstand, den Teilkreis so zu drehen, daß das Licht vom Kollimator zwischen den Platten BB (Fig. 1) hindurch direkt in das Fernrohr fallen konnte, was den Vorteil bot, daß man zu Justierungszwecken den Spiegelträger auf dem Instrument belassen konnte. Infolge dieses Abstandes der Spiegel voneinander war das reflektierte Licht gegen das einfallende etwas seitlich verschoben (vgl. Fig. 1), so daß es nicht durch den analysierenden Nicol in das Fernrohr treten konnte, wenn dieses in der gewöhnlichen Weise am Spektrometer befestigt war. Außerdem veränderte sich die Größe der seitlichen Verschiebung des austretenden Lichtstrahles mit dem Einfallswinkel (die Haupteinfallswinkel variierten zwischen 50° und 75°). Das Fernrohr wurde daher neben dem Spektrometer auf einer Steinplatte auf einer Parallelführung J (Fig. 1) montiert; so erreichte man, daß das Licht stets durch die Mitte des Analysators hindurchging.

Daß die Spiegel während der Untersuchung genau parallel blieben, konnte stets daran erkannt werden, daß das Spaltbild dauernd symmetrisch zum Vertikalfaden des Fadenkreuzes im Fernrohr blieb (in derselben Lage, wie wenn das Licht zwischen den Spiegeln hindurch direkt vom Kollimator ins Fernrohr fiel) und das Bild eines horizontal über die Spaltmitte gespannten Drahtes mit dem Horizontalfaden zusammenfiel. Dieser Draht diente hauptsächlich dazu, den erwähnten Landoltischen Streifen genau auf die Mitte der Längsausdehnung des Spaltes einzustellen, da der dünne Horizontalfaden sich bei Dunkelstellung der Nicols infolge der geringen Lichtintensität nicht genügend von dem Landoltischen Streifen abhob. Die Spaltbreite betrug 1 mm. Am Schlusse jeder Messungsreihe wurde stets die richtige Stellung der Spiegel kontrolliert, doch haben sich nie Abweichungen gezeigt.

Um die Augen bei der Ablesung der Teilkreise nicht unnötig zu blenden, wurden die Teilkreise durch ganz kleine,

verdeckte Glühlampen G_1, G_2 beleuchtet; drei ebensolche G_3, G_4, G_5 (Fig. 1) dienten zur Beleuchtung des Gauss'schen Okulares, des Notizblockes und, wie bereits erwähnt, der Skala des Wellenlängenspektrometers. Zum Betriebe des Elektromotors und der Glühlampen genügten zwei transportable Akkumulatorenzellen.

Zur Festlegung der Nullagen der Nicols wurden in den Spiegelträger zwei Glasplatten eingeschoben, deren Rückseiten geschwärzt waren; die Glasplatten wurden parallel gestellt, unter dem Polarisationswinkel gegen den einfallenden Strahl geneigt und der Spalt des Polarisationspektrometers mit intensivem weißen Licht beleuchtet. Dieses wurde durch das Glasplattenpaar linear in der Einfallsebene polarisiert und nun wurde jeder der beiden Nicols für sich auf Auslöschung gestellt (ebenfalls unter Benutzung des Landolt'schen Streifens). Da von der Genauigkeit dieser Nullagen die Genauigkeit aller Messungen abhängt, wurden beide Dunkelstellungen für jeden der beiden Nicols je 50mal eingestellt, doch wichen von diesen 50 Einstellungen überhaupt nur zwei bis drei vom Mittel ab. Darauf wurde der Polarisator auf $+45^\circ$ gestellt und diese Stellung dann nach Wegnahme der polarisierenden Glasplatten durch den Analysator nachgeprüft. Auch diese Normalstellungen der Nicols wurden zwischen den einzelnen Versuchsreihen häufig kontrolliert.

Die zu untersuchenden *Farbstoffspiegel* wurden folgendermaßen hergestellt. Aus bestem, sorgfältig ausgewähltem Spiegelglas wurden Platten von etwa 4 auf 5 cm² Größe geschnitten; nach sorgfältiger Reinigung durch Kochen mit Kaliumbichromatlösung und Abwaschen mit Alkohol wurden die Platten im Luftbad auf 40–45° C. erwärmt und dann rasch vertikal in ein niedriges Becherglas mit einer Lösung des betreffenden Farbstoffes in absolutem Alkohol getaucht, die auf etwa 60° C. gehalten wurde, sofort herausgehoben und mit der unteren Kante auf reines Fließpapier gedrückt, um die überschüssige Lösung aufzusaugen. Der Alkohol verfliegt in wenigen Sekunden und der Farbstoff bleibt als gleichmäßige, vorzüglich spiegelnde Schicht zurück. Für das Gelingen der Spiegel ist Haupterfordernis, daß die Konzentration der Lösung richtig ausprobiert wird (man pflegt diese Konzentration anfangs meist

zu groß zu nehmen), sowie daß man in einem staubfreien Raum arbeitet und daß ferner die angegebenen Temperaturen richtig eingehalten werden. Für Vorversuche und definitive Messungen wurden für jeden Farbstoff je vier bis sechs Spiegelpaare gebraucht; dazu wurde jedesmal aus etwa zehn tadellosen Spiegeln das dickste Paar ausgesucht. Durch die doppelte Schichtdicke der Spiegel darf kein Licht der Wellenlängen, für die gemessen werden soll, hindurchgehen, damit die Erscheinungen im rektierten Licht nicht durch solches Licht gestört werden, das an der Rückseite der Farbstoffschicht reflektiert worden ist. Um ganz sicher zu sein, daß dies nicht der Fall war, wurden verschiedene Messungen an Spiegelpaaren gemacht, die nur etwa den vierten Teil der Dicke der normalen, sonst untersuchten Schichten hatten; es zeigte sich jedoch nicht der mindeste Einfluß der Schichtdicke auf die Werte der optischen Konstanten der Farbstoffe.

Um die Bildung von Oberflächenschichten, der Hauptfehlerquelle bei derartigen Untersuchungen, zu vermeiden, muß die Luft im Untersuchungszimmer möglichst trocken und frei von Verunreinigungen sein. Während der Wintermonate gelang es, die Feuchtigkeit der Luft dauernd zwischen 20 und 30 Proz. zu halten; ferner wurden Gasflammen und namentlich Rauchen im Untersuchungszimmer vermieden, da beides die Spiegel bald etwas verschlechtert. Im Exsikkator hielten sich die Spiegel wochenlang unverändert; auch nach eintägigem Liegen an reiner freier Luft zeigten sie noch die nämlichen Werte der optischen Konstanten wie vorher (eine Ausnahme hiervon bildete nur das Brillantgrün). Trotzdem wurde nie länger als 3—4 Stunden mit dem nämlichen Spiegelpaar gearbeitet und am Schlusse jeder Versuchsreihe die an ihrem Anfang gemessenen Hauptwinkel nochmals nachgemessen. Die Reihenfolge der Wellenlängen, für die beobachtet wurde, war nicht spektral, sondern regellos. Die Hauptwinkel wurden im allgemeinen für Wellenlängen bestimmt, die um $10\ \mu$ auseinanderlagen, teilweise noch dazwischen. Bei jeder neuen Versuchsreihe wurde immer für Wellenlängen bestimmt, die in unmittelbarer Nachbarschaft der bereits früher gemessenen lagen, da man so am besten imstande ist, die erreichte Genauigkeit zu beurteilen, indem man prüft, inwieweit die Ver-

bindungslinie zweier so gefundener, sehr benachbarter Punkte der Dispersions- und Absorptionskurven tatsächlich die Tangentenrichtung der Kurven darstellt.

In den Tabellen der Originalarbeit wurden die dritten Dezimalstellen der Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten noch (in kleinerer Schrift) angegeben; der mutmaßliche Fehler dürfte im Gelb und Grün etwa ± 5 bis 6 Einheiten der dritten Stelle hinter dem Komma nicht überschreiten; im äußersten Rot und im Violett wird die Genauigkeit vermutlich etwas geringer sein.

Der Gang einer Messung gestaltete sich also folgendermaßen:

Nachdem die Justierung der Apparate nachgeprüft war, wurde ein Paar Spiegel, die nach der Bereitung wenigstens 2 Stunden im Exsikkator gestanden hatten, um jede Spur von Alkohol sicher zu entfernen, in der beschriebenen Weise auf dem Spiegelträger justiert. Dann wurde in der beschriebenen Weise der Monochromator auf eine bestimmte Wellenlänge eingestellt, darauf die Spiegel unter etwa 60° gegen den einfallenden Lichtstrahl geneigt, der Analysator in die Nullage gestellt. Hierauf wurden Einfallswinkel und Azimut so lange verändert, bis der Landoltsche Streifen symmetrisch zu dem über die Spaltmitte gespannten Draht stand und der schwarze Schatten, der beim Durchgang durch den Haupteinfallswinkel in horizontaler Richtung durch das Spaltbild läuft, bei geringer Variation des Einfallswinkels nach rechts oder links aus dem Spaltbild verschwand (vgl. auch p. 992 und 993). Endlich wurden die Teilkreise sowie die Skala des Wellenlängenspektrometers beleuchtet und abgelesen. Jede solche Einstellung wurde zehnmal wiederholt. Daß alle Einstellungen im Dunkeln und mit ausgeruhten Augen geschahen, ist selbstverständlich.

Die zur Berechnung benutzten Formeln.

Die Ableitung der Formeln, aus denen man den Brechungsindex und den Absorptionskoeffizienten stark absorbierender Medien aus Reflexionsbeobachtungen (Haupteinfallswinkel und Hauptazimut) berechnet, ist zusammengestellt von O. Wiener in seiner Schrift: „Der Zusammenhang zwischen den Angaben

der Reflexionsbeobachtungen an Metallen und ihren optischen Konstanten¹⁾

Hier sei nur das Ergebnis angeführt. Bezeichnet man mit

n den Brechungsindex,
 k den Absorptionskoeffizienten,
 κ den Absorptionsindex,

wobei dann die Amplitude des senkrecht bis zur Tiefe z unter die Oberfläche eindringenden Lichtes abnimmt wie

$$e^{-2\pi\kappa \frac{z}{\lambda}} = e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda_0}},$$

wenn λ die Wellenlänge in dem betreffenden Medium, λ_0 die Wellenlänge in Luft bedeutet. Ist ferner

φ der Haupteinfallswinkel,

ψ das Hauptazimut für einmalige Reflexion

und führt man die Hilfswinkel α und β nach folgenden Relationen ein:

$$(14^a) \quad \sin 2\alpha = \sin 2\varphi \sin 2\psi,$$

$$(15) \quad \sin \beta = \sin \varphi \sin 2\psi,$$

so geben folgende Formeln die Zusammenhänge zwischen den Hauptwinkeln und den optischen Konstanten

$$(20) \quad n^2 = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi (\cos 2\alpha + \cos 2\beta),$$

$$(21) \quad k^2 = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi (\cos 2\alpha - \cos 2\beta),$$

oder:

$$(20a) \quad n^2 = \operatorname{tg}^2 \varphi \cos(\beta + \alpha) \cos(\beta - \alpha),$$

$$(21a) \quad k^2 = \operatorname{tg}^2 \varphi \sin(\beta + \alpha) \sin(\beta - \alpha),$$

sowie:

$$(22) \quad \kappa^2 = \operatorname{tg}(\beta + \alpha) \operatorname{tg}(\beta - \alpha).$$

Dabei ist:

$$k = n\kappa.$$

In obigen Ausführungen bedeutet, wie oben angegeben, φ den Haupteinfallswinkel und ψ das Hauptazimut, dessen trigonometrische Tangente bekanntlich das Amplitudenverhältnis

1) O. Wiener, Abhandl. d. mathem.-physik. Kl. d. k. sächs. Ges. d. Wissensch. Nr. V. 30. Leipzig, Teubner 1908.

2) Die Nummern der Gleichungen beziehen sich auf die zitierte Abhandlung des Hrn. Wiener.

(der senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Komponente) im reflektierten Licht darstellt, und zwar für *einmalige* Reflexion. Die benutzte Methode lieferte nun das (Haupt-)Azimut ψ' für *zweimalige* Reflexion und damit das Amplitudenverhältnis ($= \operatorname{tg} \psi'$) im *zweimal* unter dem Haupteinfallswinkel reflektierten Licht. Da das Amplitudenverhältnis bei der zweiten Reflexion nochmals im gleichen Verhältnis geändert wird wie bei der ersten, so besteht zwischen ψ und ψ' folgende Relation:

$$(I)^1) \quad \operatorname{tg}^2 \psi = \operatorname{tg} \psi'.$$

Die Berechnung von n und k (Brechungsindex und Absorptionskoeffizient für senkrechten Einfall) gestaltete sich also folgendermaßen:

Zunächst wurde nach (I) aus dem beobachteten Hauptazimut für *zweimalige* Reflexion ψ' das Hauptazimut für *einmalige* Reflexion ψ berechnet; dann wurden der so berechnete Wert von ψ und der beobachtete Wert von $\bar{\varphi}$ (Haupteinfallswinkel) in die Formeln (14) und (15) eingesetzt und so die Hilfswinkel α und β gefunden; aus α , β , $\bar{\varphi}$ berechnen sich dann nach den Formeln (20a) und (21a) die Werte der Brechungsindizes n und der Absorptionskoeffizienten k für die einzelnen Wellenlängen; der Absorptionsindex κ ergibt sich aus k durch Division mit n .

Die Kenntnis des Brechungsindex n und des Absorptionskoeffizienten k gibt uns endlich die Möglichkeit, den Bruchteil R zu berechnen, der von senkrecht einfallendem Licht einer bestimmten Wellenlänge reflektiert wird; es ist nach bekannter Formel:

$$(II) \quad R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}.$$

Dies ergibt dann die Intensitätsverteilung im Spektrum der Oberflächenfarbe bei senkrechtem Einfall.

Die Resultate sind in der Originalarbeit in Tabellen zusammengestellt. Nach diesen Tabellen sind in den Kurventafeln die Dispersions- und Absorptionskurven, sowie die Kurven ge-

1) Vgl. auch B. Walter, l. c. Anhang I, p. 111 ff.

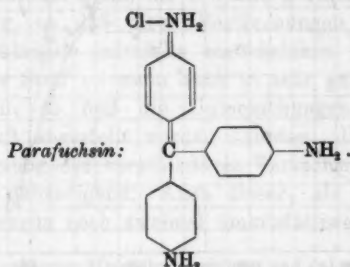
zeichnet, die die Intensitätsverteilung im senkrecht reflektierten Licht in Bruchteilen des auffallenden angeben.

Die untersuchten Farbstoffe.

Resultate.

I. Parafuchsin.

Das Fuchsin hat von jeher die Aufmerksamkeit auf sich gelenkt durch seine außerordentlich starke Absorption und die starken Variationen seines Brechungsindex. Doch sind die bisher untersuchten Fuchsinpräparate, die aus der Technik stammten, chemisch nicht einheitlich gewesen, da bei der technischen Herstellung stets ein Gemenge von Homologen des Fuchsins entstand. Erst in neuerer Zeit werden auch technisch sehr reine, homologenfreie Fuchsinpräparate hergestellt. Es schien daher interessant, einen chemisch wohl definierten Körper dieser Klasse zu untersuchen, bei dem sich nicht die Eigenschaften mehrerer, in verschiedenen Mengenverhältnissen gemischter Körper in undefinierbarer Weise überlagerten. Das untersuchte Präparat¹⁾ ist der chemisch einfachste Repräsentant der Fuchsinklasse, dessen chemische Konstitution sich in dem üblichen Schema folgendermaßen ausdrückt:

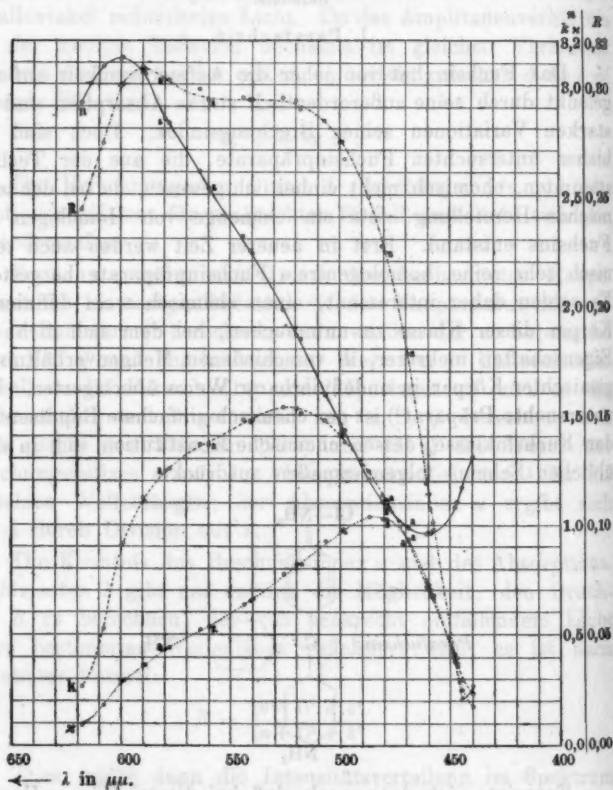


Es zeigte sich denn auch, daß bei diesem Körper Haupt-einfallswinkel von über 73° auftreten, während man bisher

1) Das untersuchte Präparat war von den Farbwerken vormals Meister Lucius & Brüning, Höchst a. M., in lebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt und als rein bezeichnet worden; es wurde vor dem Gebrauch noch einmal aus Alkohol umkristallisiert.

nur solche zwischen 70 und 71° an Fuchsinpräparaten gefunden hat.

Nach den erhaltenen Resultaten sind in *Kurventafel I* die Dispersions- und Absorptionskurven, sowie die Kurve der Intensitätsverteilung im senkrecht reflektierten Licht gezeichnet.¹⁾



Optische Konstanten des Parafuchsin.

(— n , - - - k , x , - · - · - R).

Kurventafel I.

1) Bezüglich der Zahlenwerte und Tabellen sei auf die Originalarbeit verwiesen.

In den Kurventafeln sind die Kurven für n ausgezogen, für k gestrichelt, für x punktiert und für R strichpunktiert. Die Kurven für R

Die Absorptionskurven aller untersuchten Farbstoffe sind unsymmetrisch und ziemlich komplizierter Natur; man sieht, daß einer „Unregelmäßigkeit“ im Gange der Absorptionskurve (am deutlichsten bei Fluoreszein-Natrium zwischen $\lambda = 505 \mu\mu$ und $\lambda = 465 \mu\mu$) auch eine „Unregelmäßigkeit“ im Gange der Dispersionskurve entspricht. Am geringsten ist diese Unregelmäßigkeit beim Parafuchsin, doch ist sie in der Absorptionskurve zwischen $\lambda = 575 \mu\mu$ und $\lambda = 525 \mu\mu$ noch deutlich zu sehen; auch an der Dispersionskurve erkennt man deutlich, daß sie zwischen dem Maximum und Minimum des Brechungsindex (bei $\lambda = 600 \mu\mu$ und $\lambda = 462 \mu\mu$) mehrere Wendepunkte aufweist.

Diese „Unregelmäßigkeiten“ sind als sicher festgestellt zu betrachten, da sie weit außerhalb der Versuchsfehlergrenzen der angewandten Methode liegen.

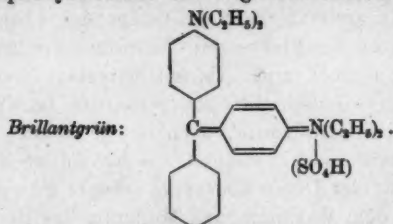
II. Brillantgrün.

Die Untersuchung dieses Körpers erschien wünschenswert, da sein Hauptabsorptionsgebiet sehr weit nach dem roten Ende des Spektrums liegt und am blauen Ende ein zweiter, allerdings sehr viel schwächerer Absorptionsstreifen liegt, in dessen Nachbarschaft ebenfalls anomale Dispersion auftritt. Die Absorption ist innerhalb dieses zweiten Streifens schwach, die Haupteinfallswinkel klein, die reflektierte Lichtintensität daher relativ gering, so daß diese Bestimmungen an Genauigkeit hinter den übrigen jedenfalls zurückstehen. Außerdem war gerade dieser Stoff — wenn auch in sehr geringem Maße — hygroskopisch, so daß die Untersuchungen nur bei ganz trockener Luft angestellt werden konnten. Immerhin ist die Übereinstimmung der verschiedenen Versuchsreihen unter einander recht befriedigend. Auch dieser, als rein bezeichnete Farbstoff¹⁾ wurde noch zweimal umkristallisiert.

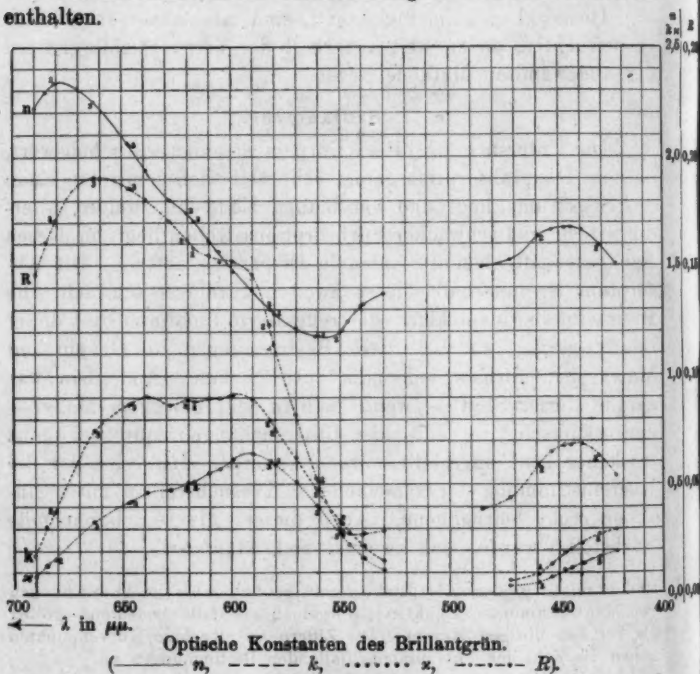
sind in relativ größerem Maßstabe gezeichnet und daher die Abweichungen von den bestimmten Punkten naturgemäß ebenfalls bedeutend größer als bei den übrigen Kurven. Die Ziffern an einzelnen Kurvenpunkten geben die Zahl der dort zusammenfallenden Bestimmungen an.

1) Das Präparat entstammte der Sammlung des Chemischen Instituts der Universität Straßburg; ich bin Hrn. Prof. Dr. Thiele und Hrn. Prof. Dr. Straus für mehrfachen Rat für die chemische Seite meiner Arbeit und namentlich für die Herstellung und Überlassung einer großen Anzahl von Präparaten aus der Sammlung des chemischen Instituts zu großem Dank verpflichtet.

Chemisch ist das Brillantgrün ein Derivat des Tetraäthyl-di-p-amidotriphenylmethans der folgenden Konstitution:



Die Resultate dieser Untersuchung sind in Kurventafel II enthalten.

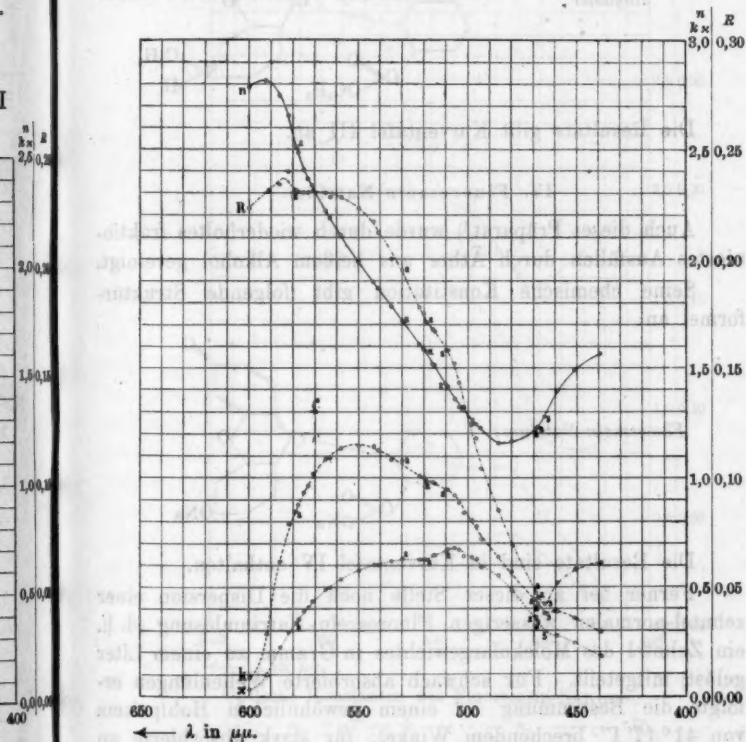


Kurventafel II.

III. Diäthyl-Rhodamin-äthylester (symm.).

Dieser Körper zeigt, ebenso wie das nachher besprochene Fluoreszeinnatrium, in Lösungen intensive Fluoreszenz.

Das Präparat¹⁾ war noch nicht rein und nicht in Kristallen zu erhalten; es wurde daher in heißem Alkohol gelöst und durch allmählichen Zusatz von Benzol fraktioniert ausgefällt. Dies wurde mehrmals wiederholt, indem jedesmal nur die mittlere Fraktion weiter verarbeitet wurde. Schließlich wurde so ein Präparat erhalten, das aus Alkohol kristallisierte; es wurde noch mehrmals umkristallisiert.



Optische Konstanten des symm. Diäthyl-Rhodamin-äthylester.

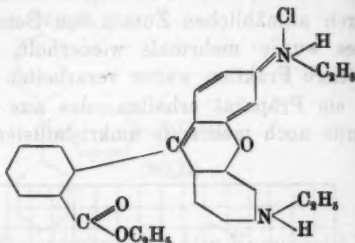
(— n , ---- k , x , -.-.- R)

Kurventafel III.

1) Das untersuchte Präparat ist das von den Elberfelder Farbwerken vormals Bayer & Co. in den Handel gebrachte Rhodamin 6G extra und wurde von dieser Fabrik liebenswürdigst zur Verfügung gestellt.

Folgende Formel gibt die chemische Konstitution des Farbstoffs:

*symm. Diäthyl-Rhodamin-
äthylester:*



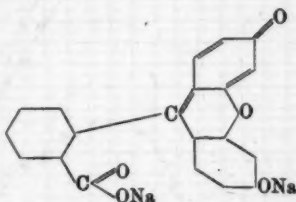
Die Resultate gibt Kurventafel III an.

IV. Fluoreszein-Natrium.

Auch dieses Präparat¹⁾ wurde durch wiederholtes fraktioniertes Ausfällen durch Äther aus heißem Alkohol gereinigt.

Seine chemische Konstitution gibt folgende Strukturformel an:

Fluoreszein-Natrium:

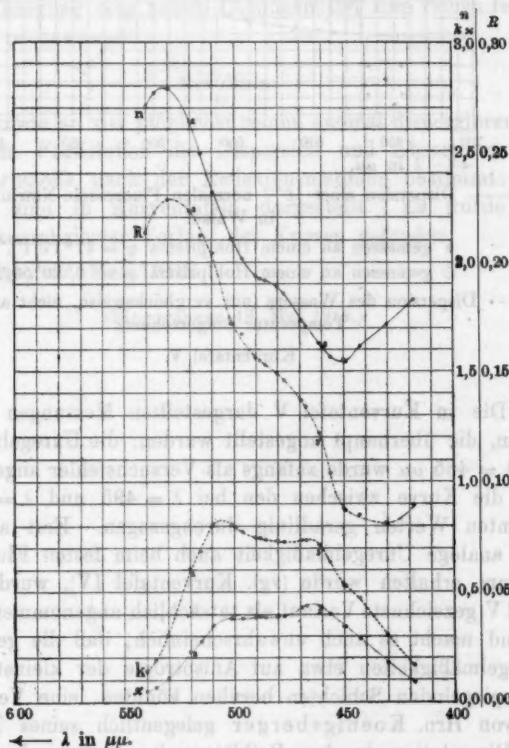


Die Resultate sind in Kurventafel IV enthalten.

Ferner sei an dieser Stelle noch die Dispersion einer zehntel-normalen wässerigen Fluoreszein-Natriumlösung (d. h. ein Zehntel des Molekulargewichtes in Gramm zu einem Liter gelöst) mitgeteilt. Für schwach absorbierte Wellenlängen erfolgte die Bestimmung an einem gewöhnlichen Hohlprisma von $41^{\circ}17'1''$ brechendem Winkel, für stark absorbierte an einem Steinheilschen Prisma bester Arbeit von $0^{\circ}20'50\frac{1}{2}''$ brechendem Winkel; die Bestimmungen wurden an einem

1) Das untersuchte Präparat war von den Farbwerken vormals Meister Lucius & Brüning, Höchst a. Main, lebenswürdigst zur Verfügung gestellt und als rein bezeichnet worden.

großen Meyersteinschen Spektrometer von 40 cm Teilkreis-
durchmesser gemacht, dessen Ablesemikroskope halbe Sekunden
zu bestimmen erlaubten. Infolge der sehr kleinen Winkel
waren natürlich verschiedene Vorsichtsmaßregeln und Kon-

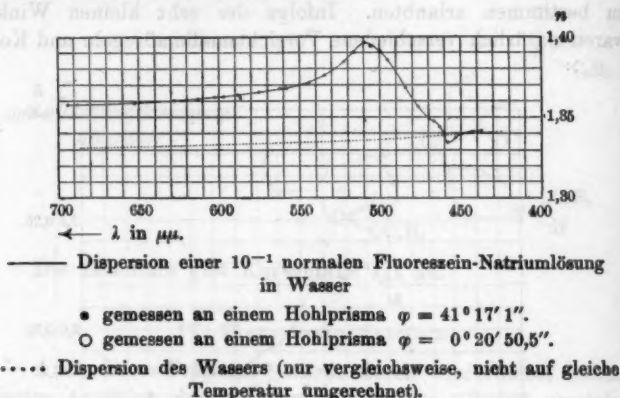


Optische Konstanten des Fluorescein-Natrium.
(— n , ---- k , x , - · - · - R).

Kurventafel IV.

trollen notwendig, auf die jedoch hier nicht näher eingegangen
werden soll; sie sind zum Teil bereits von Kundt angegeben
und auch von Pflüger benutzt worden (vgl. p. 989, Fuß-
note 2 und 3).

Die Resultate sind Mittelwerte aus sechs Versuchsreihen; sie sind enthalten in Kurventafel V.



Kurventafel V.

Die in Kurventafel V dargestellten Messungen sind die ersten, die überhaupt angestellt wurden; die Unregelmäßigkeit bei $\lambda = 465 \mu\mu$ wurde anfangs als Versuchsfehler angesprochen und die Kurve zwischen den bei $\lambda = 495$ und $\lambda = 460$ bestimmten Werten geradlinig durchgezogen. Erst als später eine analoge Unregelmäßigkeit auch beim festen Fluorescein-natrium erhalten wurde (vgl. Kurventafel IV), wurde der in Tafel V gezeichnete Verlauf als tatsächlich angenommen. Dieser Befund macht es auch unwahrscheinlich, daß die gefundenen Unregelmäßigkeiten etwa auf Anisotropie der kleinsten Teile der spiegelnden Schichten beruhen könnten, eine Vermutung, die von Hrn. Koenigsberger gelegentlich seines Referates der Dissertation in den Beiblättern¹⁾ ausgesprochen wurde. Daß die Unregelmäßigkeit und überhaupt der ganze Bereich der Anomalität der Dispersion beim festen Farbstoff und bei seiner Lösung bei verschiedenen Wellenlängen liegen, ist im Einfluß des Lösungsmittels begründet.

Es sind zurzeit Versuche im Gange, auch die Absorption und Dispersion von Lösungen verschiedener Konzentrationen

1) J. Koenigsberger, Beibl. 36. p. 431. 1912.

und in verschiedenen Lösungsmitteln für die nämlichen Farbstoffe zu bestimmen. Namentlich das Diäthyl-Rhodamin (und in geringerem Maße auch das Fluoreszeinnatrium) sind so überaus leicht löslich, daß die Hoffnung besteht, einen fast stetigen Übergang vom reinen Lösungsmittel zum reinen festen Farbstoff zu gewinnen.

Resultate.

Es wurde an vier möglichst reinen anomal dispergierenden organischen Farbstoffen die Dispersion und Absorption der festen Farbstoffe nach der Reflexionsmethode bestimmt; die Resultate sind in Kurventafeln dargestellt. Es wurde ein ziemlich komplizierter Verlauf der Kurven gefunden.

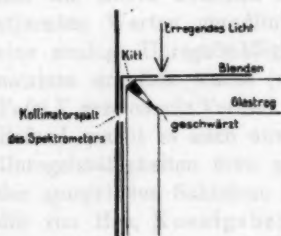
Göttingen, Mai 1912.

(Eingegangen 18. Mai 1912.)

6. Fluoreszenzeigenschaften des Fluoreszein-Natriums in Lösung; von W. Rohn.

Die beiden letzten der in der vorhergehenden Arbeit untersuchten Farbstoffe wurden gewählt, um, wie bereits erwähnt, Beziehungen zwischen ihren Fluoreszenzeigenschaften und ihren sonstigen optischen Konstanten nachgehen zu können. Diese Versuche sind noch nicht zum Abschluß gelangt, doch seien einige Resultate hier bereits kurz mitgeteilt, die sich auf 10^{-3} -normale Fluoreszein-Natriumlösung beziehen.

Bei anomal dispergierenden Medien ist, wie bereits Stenger erwähnt¹⁾, die Verletzung der Stokes'schen Regel am bedeutendsten; ferner hat Stenger²⁾ bereits die Verschiebung des Maximums im Spektrum des emittierten Fluoreszenzlichtes in verschiedenen Lösungsmitteln untersucht und hat gefunden, daß die Größenordnung der Verschiebung mit der des Absorptionsmaximums (zufolge der Kundtschen Regel) übereinstimmt.



Zur Untersuchung dieser Erscheinungen fiel (vgl. Figur) das von dem in der vorhergehenden Arbeit erwähnten Monochromator gelieferte Licht durch einen 0,5 mm breiten Spalt unmittelbar neben

der besonders sauber gearbeiteten Kante eines rechtwinkligen Glasstroges mit der fluoreszierenden Lösung ein, während das Fluoreszenzlicht senkrecht dazu durch einen ebenso breiten und ebenso unmittelbar neben der Kante befindlichen Spalt austrat. Unmittelbar dahinter befand

1) F. Stenger, Winkelmanns Handb. d. Physik 6, p. 792.

2) F. Stenger, Wied. Ann. 28, p. 219 ff. 1886.

sich der Spalt des beschriebenen, auf Wellenlängen geeichten Spektrometers. Über der Flüssigkeitsoberfläche war in der Kante des Glastroges ein Stückchen weißes Porzellan befestigt. Eine vertikale Parallelführung erlaubte, den Glastrog so weit zu senken, daß an Stelle des Fluoreszenzlichtes das von dem Porzellanstück diffus reflektierte erregende Licht in das Spektrometer fiel. In der Ebene des Fadenkreuzes befand sich ferner eine verstellbare Blende mit vertikalen Kanten, die bei unbeleuchteter Skala je vom roten, sowie vom blauen Ende her auf die Grenzen usw. eingestellt wurde; darauf wurde die Skala beleuchtet und die Stellung der Kante der Blende abgelesen.

Dadurch, daß man die Spalte an dem Glastrog, der die fluoreszierende Lösung enthält, möglichst schmal macht und sie unmittelbar neben der Kante des Troges anbringt, erreicht man, daß sowohl das erregende wie das Fluoreszenzlicht möglichst kleine Wege innerhalb der Flüssigkeit zurücklegen, und daß somit die Erscheinungen möglichst wenig durch die Absorption der Lösung modifiziert werden. Wie wichtig dies ist, erhellt aus folgendem Versuch. Läßt man das erregende Licht durch einen schmalen Spalt in einiger Entfernung von der Kante des Glastroges eintreten, so daß das Fluoreszenzlicht einen längeren Weg innerhalb der Lösung zurückzulegen hat, so erhält man ein zweibandiges Fluoreszenzspektrum (an sich besteht das Fluoreszenzspektrum nur aus einer Bande mit nur einem Maximum), dessen beide Banden durch einen dunklen Streifen voneinander getrennt sind, da hier die Zusammensetzung des Fluoreszenzlichtes durch die Absorption der Lösung verändert wird.

So werden vermutlich viele Angaben über mehrbandige Fluoreszenz entstanden sein, die von späteren Beobachtern nicht bestätigt werden konnten. Ähnliche Effekte erhält man, wenn gleichzeitig Fluoreszenzlicht in das Spektrometer gelangt, das aus verschiedenen Tiefen stammt und daher verschieden lange Wege in der Lösung zurückgelegt hat; das Spektrum des Fluoreszenzlichtes besteht dann zwar aus einer Bande, die aber zwei Maxima aufweist. Aus diesem Grunde ist es notwendig, auch das erregende Licht durch einen schmalen Spalt einfallen zu lassen.

Die Verschiebung, die die Grenze der Fluoreszenzbande ebenso wie ihr Maximum erlitten, wenn man eine 10^{-2} -normale Lösung von Fluoreszein-Natrium in Wasser mit einer eben-
solchen in Äthylalkohol verglich, betrug:

Erregendes Licht $\lambda = 530 \mu\mu$.

	10 ⁻² -normale Lösung von Fluoreszein-Natrium in	
	Wasser	Äthylalkohol
Ausdehnung des Spektrums des Fluoreszenzlichtes	$\lambda = 578 - 516 \mu\mu$	$\lambda = 585 - 519 \mu\mu$
Verletzung der Stokesschen Regel	$\lambda = 530 - 516 \mu\mu$	$\lambda = 530 - 519 \mu\mu$
Ort des Maximums im Spek- trum des Fluoreszenzlichtes	$\lambda = 539 \mu\mu$	$\lambda = 546 \mu\mu$

Die Verschiebungen und ihre Größe ist in Überein-
stimmung mit der Kundtschen Regel.

Auffällig ist dagegen, daß sich die sogenannte Grenze
der Erregbarkeit (d. i. die von der Beleuchtungsstärke merklich
unabhängige Wellenlänge, bei der zuerst Fluoreszenz auftritt,
wenn man die Farbe des erregenden Lichtes kontinuierlich
von Rot nach Blau wandern läßt, was mit Hilfe des be-
schriebenen Monochromators besonders einfach zu machen war)
um viel größere Beiträge verschob:

	10 ⁻² -normale Fluoreszein-Natriumlösung in	
	Wasser	Äthylalkohol
Grenze der Erregbarkeit	$\lambda = 541 \mu\mu$	$\lambda = 563 \mu\mu$

Diese Grenzwellenlänge für wässrige Lösung stimmt gut
mit der von Nichols und Merritt¹⁾ gefundenen ($\lambda = 540 \mu\mu$)
überein.

Zugleich folgt aus der größeren Verschiebung der Grenz-
wellenlänge für alkoholische Lösung, daß bei dieser die Ver-
letzung der Stokesschen Regel wesentlich größer ist als in

1) E. Nichols u. E. Merritt, Phys. Rev. 18. p. 403—418; 19.
p. 18—36.

wässriger Lösung, da abgesehen von der Intensitätsverminderung das Spektrum des Fluoreszenzlichtes auch bei Erregung mit diesen Grenzwellenlängen die gleiche Ausdehnung hat wie bei Erregung mit dem oben benutzten $\lambda = 530 \mu\mu$.

Allgemein ist dabei die Intensität der Fluoreszenz bei der alkoholischen Lösung wesentlich größer als bei der wässrigen, während umgekehrt die Intensität der gesamten Absorption und damit auch die Stärke der Eigenfarbe bei der wässrigen Lösung außerordentlich viel größer ist als bei der alkoholischen.

Die vorstehenden Arbeiten wurden im Physikalischen Institut der Universität zu Straßburg ausgeführt; ich möchte Hrn. Prof. Dr. F. Braun für stete lebenswürdige Förderung und die Anteilnahme an meiner Arbeit und Hrn. Privatdozent Dr. Mandelstam für zahlreiche Winke meinen herzlichsten Dank sagen.

Göttingen, Mai 1912.

(Eingegangen 18. Mai 1912.)

**7. Experimentelle Bestimmung
der Oberflächenspannung von Alkohol-Wasser-
mischungen nach der Kapillarwellenmethode;
von Leo Grunmach.**

(Aus den „Wissenschaftlichen Abhandlungen der Kaiserl. Normal-Eichungs-
kommission zu Berlin“, auszugsweise mitgeteilt vom Verfasser.)¹⁾

1. Die im folgenden mitgeteilten Bestimmungen der Oberflächenspannung von Alkohol-Wassermischungen sind eine Fortsetzung der vom Verfasser nach der Kapillarwellenmethode ausgeführten Kapillaritätsuntersuchungen, die im III. und im VII. Heft der Wissenschaftlichen Abhandlungen der Kaiserlichen Normal-Eichungskommission veröffentlicht sind.²⁾ Sie bilden nur einen Teil der umfangreichen experimentellen und theoretischen Kapillaritätsuntersuchungen, die durch die Fundamentalversuche zur Feststellung der aräometrischen Prototypen und Normale bei der Behörde für die verschiedensten Gruppen von Flüssigkeiten veranlaßt worden sind, um bei den Dichtermittelungen die von den Kapillaritätserscheinungen herührenden Unsicherheiten in den Angaben der Aräometerskalen zu beseitigen und die Umrechnung ihrer Angaben für Flüssigkeiten gleicher Dichte, aber verschiedener Oberflächenspannung in exakter und sicherer Weise zu ermöglichen.

Ausgedehnte Kapillaritätsuntersuchungen an Alkohol-Wassermischungen sind insbesondere schon vor längerer Zeit an der Normal-Eichungskommission ausgeführt worden; ihre

1) L. Grunmach, *Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungskommission* VIII. p. 169—196. Berlin 1912.

2) L. Grunmach, *Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungskommission* III. p. 101—198. Berlin 1902; vgl. ferner *Ann. d. Phys.* 9. p. 1263. 1902; *Verh. d. Deutsch. Physik. Ges.* 4. p. 279. 1902; *Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungskommission* VII. p. 43—130. Berlin 1908; *Ann. d. Phys.* 28. p. 217. 1909.

Ergebnisse sind in den Metronomischen Beiträgen Nr. 6¹⁾ veröffentlicht und haben ihre praktische Verwertung bei der Feststellung der alkoholometrischen Urnormale gefunden. Sie sind ausschließlich nach der Steighöhenmethode ausgeführt worden. Nun scheint, wie bekannt, der Wert, den das Experiment für die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit ergibt, nicht ganz unabhängig zu sein von der Messungsmethode, durch die er ermittelt ist. Die sichere Kenntnis der Kapillarkonstanten der Alkohol-Wassermischungen ist aber nicht nur für die praktische Alkoholometrie von großem Interesse, sondern hat auch erhöhte Bedeutung gewonnen für die wissenschaftliche Erforschung gewisser Fragen der Molekularphysik; deshalb erschien es wünschenswert, die Bestimmung der Oberflächenspannung von Alkohol-Wassermischungen verschiedener Konzentration neben der Anwendung anderer Messungsmethoden auch nach der Kapillarwellenmethode auszuführen.

2. Der Untersuchung unterworfen wurden, abgesehen von destilliertem Wasser und von absolutem Alkohol, deren Oberflächenspannung schon früher vom Verfasser²⁾ in mehreren Versuchsreihen bestimmt worden war, neun Alkohol-Wassermischungen verschiedener, von 90 bis zu 10 Proz. um je 10 Gewichtsprozente an Alkoholgehalt fortschreitender Konzentration, die in großen Mengen aus reinstem mehrfach destillierten Wasser und aus absolutem Alkohol (von C. A. F. Kahlbaum) hergestellt worden waren. Ihre Dichte wurde vor und nach Ausführung der Messungen ihrer Oberflächenspannung aräometrisch bestimmt. Die Meßmethode, Apparatur und Versuchsanordnung waren dieselben wie bei den früher vom Verfasser³⁾ ausgeführten und in den Wissenschaftlichen Abhandlungen III und VII mitgeteilten Untersuchungen. Als erregende Stimmgabel diente die mit P. T. R. II. 38 bezeichnete, deren Schwingungszahl durch die Gleichung gegeben ist:

$$n_s = 253,13 - 0,025(t - 19,1^\circ). ^4)$$

1) B. Weinstein, Metronomische Beiträge Nr. 6. Berlin 1889.

2) L. Grunmach, l. c. III. p. 147 u. ff.

3) L. Grunmach, l. c. III. p. 111 u. ff.

4) In Heft III der Wissenschaftlichen Abhandlungen ist auf p. 112 als Temperaturkoeffizient der Schwingungszahl infolge eines Druckfehlers 0,0025 anstatt 0,025 angegeben.

Von jeder der neun untersuchten Alkohol-Wassermischungen wurden je fünf unabhängige Beobachtungsreihen ausgeführt, deren jede wieder aus mindestens zehn gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand. Die Messungen der Längen der Kapillarwellen erfolgten, wie früher, bei *beständig sich erneuernder Flüssigkeitsoberfläche* stets in der Achse des Hyperbelsystems und symmetrisch zur Mittellinie.

3. Im folgenden sollen nur die Messungsergebnisse mitgeteilt werden, während bezüglich der Einzelheiten der Messungen auf die Originalabhandlung verwiesen werden muß. Um aber ein Bild von der Anordnung der Beobachtungen und deren Berechnung zu geben, sei nur als Beispiel die erste der fünf Beobachtungsreihen für die Alkohol-Wassermischung von 89,8 Gewichtsprozenten (an Alkohol) mitgeteilt und zu deren Erläuterung folgendes bemerkt:

Die am Anfang jeder Messungsreihe mitgeteilten Werte der Spitzenentfernung der Stimmgabel in Mikrometerpartes sind die Mittelwerte der Messungen, welche vor und nach den Messungen der Wellenlängen λ ausgeführt wurden. Diese Spitzenentfernung war andererseits mit dem Horizontalkomparator gemessen und gleich 2,035 cm gefunden worden. Die mittlere Temperatur t ist der korrigierte Mittelwert aus mehreren während jeder Beobachtungsreihe an einem in 0,1° C. geteilten Quecksilberthermometer gemachten Ablesungen. σ_t ist die aräometrisch bestimmte Dichte der untersuchten Flüssigkeitsmischung bei der Beobachtungstemperatur t , bezogen auf die Dichte von Wasser bei +4° C. als Einheit. $\lambda^2 \sigma / 4 \pi^2$ ist das von der Schwere herrührende Korrektionsglied der zur Berechnung der Oberflächenspannung α in g/cm dienenden allgemeinen Gleichung

$$\alpha = \frac{1}{2 \pi g} n^2 \lambda^3 \sigma - \frac{\lambda^3 \sigma}{4 \pi^2},$$

in der für die Erdbeschleunigung g der Wert 981,28 cm/sec² angenommen ist, und n, λ, σ die vorhin angegebene Bedeutung haben.

Alkohol-Wassermischung von 89,8 Gewichtsprozenten.

1. Beobachtungsreihe.

Spitzenentfernung = 1526,6 p (Mikrometerpartes) = 2,035 cm.

8 Intervalle = $8 \cdot \lambda / 2 = 412,3$ p

Mittlere Temperatur $t = 18,58^\circ \text{C.}$ 410,1

Dichte der Alkohol-Wassermischung $\sigma_1 = 0,8198$ 410,5

Schwingungszahl $n_1 = 253,14$ 411,8

Schwere-Korrektion $\lambda^2 \sigma_1 / 4 \pi^2 = 0,0004$ 412,0

414,4

414,6

413,8

409,2

Mittel = 412,05 p.

hieraus: $\alpha = 0,0217 \text{ g/cm.}$

Bemerkung: Die Mischung war einige Tage vorher aus chemisch reinem absoluten Alkohol und reinem destillierten Wasser hergestellt worden und wurde in die sorgfältigst gereinigte und mit absolutem Alkohol ausgespülte Woolfsche Flasche hineingegeben. Aus dieser wurde sie mittels des Preßluftballs durch den Doppeltrichterapparat, der vorher absoluten Alkohol enthielt, längere Zeit hindurchgepreßt und blieb in dem Apparat bis zum Tage der Beobachtung, vor Staub geschützt, stehen. Vor den Messungen floß die Mischung wieder längere Zeit durch den ganzen Doppeltrichterapparat. Das Durchströmen findet während der ganzen Beobachtungsreihe statt und wird nur für die Einstellungen auf ganz kurze Zeit unterbrochen.

Solcher Beobachtungsreihen wurden von jeder der neun Alkohol-Wassermischungen je fünf ausgeführt; ihre Ergebnisse sind in der folgenden Zusammenstellung wiedergegeben:

Zusammenstellung der Messungsergebnisse an Alkohol-Wassermischungen.

Beobachtungstemperatur t in $^\circ \text{C.}$	Zugehörige Dichte σ_1	Zugehörige Oberflächenspannung σ_1 in g/cm
I. Alkohol-Wassermischung von 89,8 Gewichtsprozenten.		
18,58	0,8198	0,0217
17,83	0,8205	0,0214
18,18	0,8205	0,0212
19,08	0,8197	0,0216
18,83	0,8201	0,0217
Mittel: 18,50	0,8201	0,0215

Beobachtungs- temperatur t in ° C.	Zugehörige Dichte σ_t	Zugehörige Ober- flächenspannung α_t in g/cm
--	------------------------------------	---

II. Alkohol-Wassermischung von 80,1 Gewichtsprozenten.

18,48	0,8445	0,0233
18,43	0,8446	0,0231
19,27	0,8438	0,0236
17,83	0,8451	0,0233
18,38	0,8446	0,0237
Mittel: 18,48	0,8445	0,0234

III. Alkohol-Wassermischung von 69,9 Gewichtsprozenten.

17,43	0,8701	0,0239
17,88	0,8701	0,0241
18,93	0,8688	0,0242
19,48	0,8683	0,0243
18,98	0,8687	0,0236
Mittel: 18,44	0,8688	0,0240

IV. Alkohol-Wassermischung von 59,8 Gewichtsprozenten.

19,23	0,8923	0,0257
19,88	0,8917	0,0255
19,48	0,8920	0,0256
19,48	0,8920	0,0252
19,28	0,8922	0,0256
Mittel: 19,47	0,8920	0,0255

V. Alkohol-Wassermischung von 50,0 Gewichtsprozenten.

19,48	0,9148	0,0264
18,98	0,9147	0,0264
18,78	0,9148	0,0264
18,78	0,9148	0,0263
19,08	0,9146	0,0262
Mittel: 19,02	0,9146	0,0263

VI. Alkohol-Wassermischung von 39,81 Gewichtsprozenten.

20,62	0,9351	0,0285
17,58	0,9374	0,0291
19,48	0,9360	0,0290
17,38	0,9375	0,0288
19,58	0,9359	0,0288
Mittel: 18,93	0,9364	0,0288

Beobachtungstemperatur t in $^{\circ}\text{C}$.	Zugehörige Dichte σ_t	Zugehörige Oberflächenspannung α_t in g/cm
---	------------------------------------	---

VII. Alkohol-Wassermischung von 30,0 Gewichtsprozenten.

18,98	0,9544	0,0326
18,89	0,9545	0,0328
19,35	0,9542	0,0322
20,18	0,9536	0,0325
21,47	0,9528	0,0329
Mittel: 19,77	0,9539	0,0326

VIII. Alkohol-Wassermischung von 20,1 Gewichtsprozenten.

20,67	0,9682	0,0366
20,10	0,9685	0,0366
17,98	0,9695	0,0373
18,68	0,9691	0,0371
18,53	0,9692	0,0368
Mittel: 19,19	0,9689	0,0369

IX. Alkohol-Wassermischung von 10,0 Gewichtsprozenten.

19,78	0,9820	0,0477
22,87	0,9812	0,0465
20,67	0,9818	0,0469
20,25	0,9819	0,0469
19,15	0,9822	0,0466
Mittel: 20,54	0,9818	0,0469

4. Reduziert man die in der vorhergehenden Zusammenstellung mitgeteilten, bei den Beobachtungstemperaturen t gefundenen Mittelwerte der Oberflächenspannungen unter Anwendung des in den Metronomischen Beiträgen Nr. 6. p. 33 ¹⁾ als mittleren Temperaturkoeffizienten der Oberflächenspannung von Alkohol-Wassermischungen angenommenen Wertes 0,00155 auf die *einheitliche Temperatur von 20°C .*, so erhält man, wenn man noch für destilliertes Wasser den bei meinen früheren Untersuchungen ²⁾ gefundenen Wert der Oberflächenspannung

1) B. Weinstein, Metronomische Beiträge Nr. 6, Kapillaritäts-Untersuchungen und ihre Verwertung bei der Bestimmung der alkoholometrischen Normale p. 33. Berlin 1889.

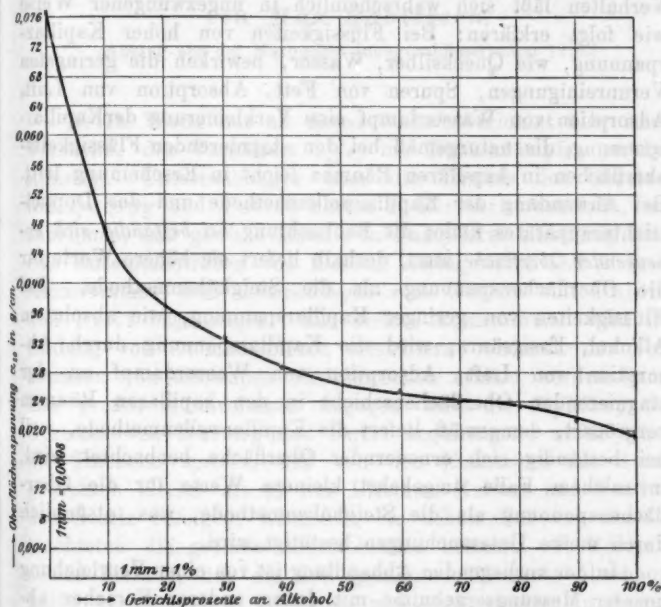
2) L. Grunmach, Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungskommission III. p. 152. 1902; ferner Ann. d. Phys. 9. p. 1265 u. ff. 1902.

0,0766 g/cm und ferner für absoluten Alkohol (99,7 Proz.) den damals gefundenen Wert 0,0195 hinzufügt, in den Kolonnen 1 und 2 folgende tabellarische Zusammenstellung der Oberflächenspannungen für die nach wachsendem Prozentgehalt an Alkohol geordneten Alkohol-Wassermischungen:

1	2	3
Prozentgehalt an Alkohol	Oberflächenspannung α_{20} in g/cm nach der Kapillarwellenmethode (Grunmach)	Oberflächenspannung α_{20} in g/cm nach der Steighöhenmethode (Weinstein)
0,0	0,0766	0,0729
10,0	0,0469	0,0517
20,1	0,0368	0,0409
30,0	0,0326	0,0350
39,8	0,0288	0,0316
50,0	0,0263	0,0294
59,8	0,0255	0,0280
69,9	0,0239	0,0268
80,1	0,0233	0,0257
89,8	0,0214	0,0243
99,7	0,0195	0,0223

Die folgende Kurve veranschaulicht die durch Kolonnen 1 und 2 gegebene Abhängigkeit der Oberflächenspannung der Alkohol-Wassermischungen von ihrem Prozentgehalt an Alkohol. In Kolonne 3 der Zusammenstellung sind zum Vergleich die entsprechenden nach der Steighöhenmethode gewonnenen Werte hinzugefügt. Aus dieser Zusammenstellung ist ersichtlich, daß für reines Wasser der nach der Kapillarwellenmethode gewonnene Wert der Oberflächenspannung größer ist, als der nach der Steighöhenmethode ermittelte, daß aber für absoluten Alkohol und für sämtliche Alkohol-Wassermischungen die nach der Kapillarwellenmethode gewonnenen Werte der Oberflächenspannung kleiner sind, als die nach der Steighöhenmethode gewonnenen. Dies stimmt auch mit meinen eigenen früheren Beobachtungen überein: denn für die Oberflächenspannung von absolutem Alkohol hatte ich vor kurzem bei Anwendung meines neuen Plattenapparates zur Bestimmung der Kapillarkonstanten nach

der Steighöhenmethode¹⁾ den Wert 0,0213 g/cm, bei Anwendung der Kapillarwellenmethode dagegen den Wert 0,0195 g/cm gefunden. Ein ähnliches Ergebnis lieferten meine Kapillaritätsuntersuchungen an Essigsäure-Wassermischungen.²⁾ Während die Messungen nach der Kapillarwellenmethode für Mischungen, die reicher an Essigsäure als an Wasser sind, kleinere Werte



für deren Oberflächenspannung ergaben, als die Messungen nach der Steighöhen- und nach der Stäbchenmethode, ist das Umgekehrte der Fall für Messungen an Mischungen, die reicher an Wasser als an Essigsäure sind. Für die Oberflächenspannung dieser Mischungen liefert die Kapillarwellenmethode

1) L. Grunmach, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 12. p. 855 u. ff. 1910; Vortrag in der Sitzung der physik. Abt. der 82. Versamml. Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 21. September 1910.

2) L. Grunmach, Wissensch. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungskommission VII. p. 46 u. 83 u. ff. 1908.

größere Werte als die Steighöhen- und die Stäbchenmethode. Für *reine Flüssigkeiten* von hoher Kapillarspannung, z. B. für Quecksilber, Wasser, liefert die Kapillarwellenmethode *größere*, für *reine Flüssigkeiten* von geringer Kapillarspannung, z. B. absoluten Alkohol, Essigsäure, *kleinere* Werte für deren Oberflächenspannung als die Steighöhenmethode. Dies verschiedene Verhalten läßt sich wahrscheinlich in ungezwungener Weise wie folgt erklären: Bei Flüssigkeiten von hoher Kapillarspannung, wie Quecksilber, Wasser, bewirken die geringsten Verunreinigungen, Spuren von Fett, Adsorption von Luft, Adsorption von Wasserdampf eine Verkleinerung der Kapillarspannung, die naturgemäß bei den stagnierenden Flüssigkeitsoberflächen in kapillaren Räumen leicht in Erscheinung tritt. Bei Anwendung der Kapillarwellenmethode und des Doppeltrichterapparates findet die Beobachtung *bei beständig sich erneuernder Oberfläche* statt, deshalb liefert sie höhere Werte für die Oberflächenspannung als die Steighöhenmethode. Bei Flüssigkeiten von geringer Kapillarspannung, wie absolutem Alkohol, Essigsäure, wird die Kapillarspannung durch Adsorption von Luft, Adsorption von Wasserdampf an der stagnierenden Oberflächenschicht in den kapillaren Räumen vergrößert, demgemäß liefert die Kapillarwellenmethode, weil bei beständig sich erneuernder Oberfläche beobachtet wird, in solchem Falle umgekehrt kleinere Werte für die Oberflächenspannung als die Steighöhenmethode, was tatsächlich durch meine Untersuchungen bestätigt wird.

In der vorliegenden Abhandlung ist von einer Vergleichung unserer Messungsergebnisse mit denen anderer Forscher abgesehen worden; es sollten hier zunächst nur die bei der Behörde nach der Steighöhen- und nach der Kapillarwellenmethode ausgeführten Messungen behandelt werden. Die Diskussion und kritische Vergleichung derselben mit denen anderer Forscher soll den Gegenstand einer besonderen Abhandlung bilden. —

(Eingegangen 31. Mai 1912.)

**8. Experimentelle Bestimmung
des Verhältnisses der spezifischen Wärmen c_p/c_v
bei Kalium- und Natriumdämpfen
und daraus sich ergebende Schlußfolgerungen;
von Max Robitzsch.**

(Auszug aus der Marburger Inauguraldissertation 1910.)

Wilh. Wenz hat an dieser Stelle¹⁾ berichtet über seine Versuche, das Verhältnis c_p/c_v bei Kaliumdämpfen zu bestimmen. Untersuchungen über die Theorie des Gesetzes von Dulong und Petit²⁾ hatten F. Richarz veranlaßt, anzunehmen, daß gewisse Metalle in Dampfform einatomig sind. Das Zusammentreffen von kleinem Atomgewicht und kleinem Atomvolumen muß *Abweichungen* vom Gesetze von Dulong und Petit begünstigen. Ein kleines Atomvolumen wird die Bildung von Atomkomplexen erleichtern, wodurch das Vorkommen von allotropen Modifikationen erklärt werden kann. Ein großes Atomvolumen dagegen wird die *Erfüllung* des Gesetzes von Dulong und Petit begünstigen, wofür schon die Tatsache spricht, daß von den Elementen mit Atomgewichten kleiner als 40 nur Lithium, Kalium und Natrium das Gesetz befolgen, Elemente, die bekanntlich von den betrachteten die größten Atomvolumina besitzen. F. Richarz schloß hieraus, daß die drei genannten Elemente überhaupt keine Atomkomplexe in festem und noch weniger in dampfförmigem Zustande bilden können, daß dieselben nur ein Atom im Molekel haben können. Da auch andere Metalle wie Hg, Cd, Zn, Ag, Pb und Tl³⁾, wie aus Dampfdichtebestimmungen folgte, einatomige Dampfmolekeln besitzen, sprach F. Richarz die Vermutung aus³⁾, daß allgemein Metalldämpfe aus ein-

1) W. Wenz, Ann. d. Phys. 33. p. 951 ff. 1910.

2) F. Richarz, Sitzungsber. d. Physik. Ges. Berlin 1893, 24. Febr.; Wied. Ann. 48. p. 708. 1893; Marb. Sitzungsber. 1907. p. 193; Zeitschr. f. anorg. Chem. 58. p. 356; 59. p. 146. 1908; u. a.

3) Vgl. Diss. von Wenz, Marburg 1909. p. 25, 26.

3) F. Richarz, Marb. Sitzungsber. 1907. p. 193.

atomigen Molekeln bestehen. Diese Vermutung experimentell zu prüfen, gab den Anlaß zu den Untersuchungen von Wenz¹⁾, Robitzsch²⁾ und Perron³⁾.

Wenz wandte nach kritischer Sichtung aller in Frage kommender Methoden als experimentell einfachste und in ihren Schlußfolgerungen sicherste die Methode der κ -Bestimmung an. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen $\kappa = c_p/c_v$ ist nach der Theorie für einatomige Gase gleich 1,667. Die κ -Bestimmung selbst erfolgte durch Messung der Schallgeschwindigkeit in den Metaldämpfen nach einer Modifikation der von Quincke⁴⁾ angegebenen und später von Kalähne⁵⁾ zur Bestimmung von κ -Luft bei höheren Temperaturen benutzten Resonanzmethode.

Wenz hat (l. c.) eine genaue Beschreibung der von ihm verwandten Apparatur gegeben. Ich möchte zur Orientierung kurz folgendes rekapitulieren: In einem elektrischen Ofen befand sich ein etwa 70 cm langes Stahlrohr von 28 mm innerer Weite und in diesem ein verschiebbarer Stahlstempel. Das Rohr war am vorderen Ende durch eine Glimmermembran geschlossen, die durch eine regulierbare Stimpfpfeife in Resonanzschwingungen versetzt werden konnte. Der Resonanzton der Membran konnte aber nur in dem Falle entstehen, wo der durch den Stempel abgeschlossene Raum des Versuchsrohres ebenfalls auf Resonanz mit dem Tone der Pfeife eingestellt war. Die Resonanzstellungen des Stempels traten auf nach jedesmaliger Verschiebung des Stempels um eine halbe Wellenlänge des Tones in dem jeweilig das Versuchsrohr anfüllenden Gase. Nur so war es möglich, die stark oxydierbaren Dämpfe der Alkalimetalle von der umgebenden Luft zu trennen und die Schallgeschwindigkeit bzw. Wellenlänge des Tones in ihnen zu messen.

Aus der Beziehung:

$$\kappa_{\text{Dampf}} = \kappa_{\text{Luft}} \cdot \frac{c_{\text{Dampf}}^2 \lambda_{\text{Dampf}}^3}{c_{\text{Luft}}^2 \lambda_{\text{Luft}}^3},$$

1) W. Wenz, l. c.

2) M. Robitzsch, Diss. Marburg 1910.

3) Noch zu publizierende Dissertation.

4) G. Quincke, Wied. Ann. 63. p. 66. 1897.

5) A. Kalähne, Ann. d. Phys. 11. p. 225. 1903.

wo

$$\frac{\kappa_{\text{Dampf}}}{\kappa_{\text{Luft}}} \text{ gleich } \frac{\text{Molekulargewicht des untersuchten Metalls}}{\text{mittleres Molekulargewicht der Luft}}$$

ist, läßt sich die einzige unbekannte Größe κ_{Dampf} berechnen, die aus ihrer numerischen Größe, wie schon erwähnt und auf p. 1032 näher auseinandergesetzt, einen Schluß auf die Atomzahl im Molekel der untersuchten Dämpfe zuläßt. Hierbei ist erlaubt, κ_{Luft} für die in Frage kommenden Temperaturen konstant (1,39) anzunehmen, wie aus Untersuchungen von Kalähne¹⁾ hervorgeht.

Es würde den Charakter dieser Mitteilung als Auszug überschreiten, wenn ich näher auf die Anordnung eingehen würde, zumal eine detaillierte Beschreibung derselben in der Wenzschen und meiner Dissertation sowie an diesem Orte²⁾ existiert. Erwähnen möchte ich nur, daß das Versuchsrohr vor der Einführung des zu verdampfenden Alkalimetalles mit einem indifferenten Gase (Stickstoff) gefüllt wurde.

Mit Hilfe dieser Apparatur gelang es Wenz, wenigstens eine κ -Bestimmung für Kaliumdampf auszuführen, die trotz ihres relativ großen prozentualen Fehlers die Annahme eines einatomigen Kaliumdampfmolekels wahrscheinlich machte.

Ich übernahm dann die Nachprüfung der Wenzschen Bestimmung sowie eine Bestimmung des κ -Wertes für Natriumdämpfe.

Schon die ersten Versuche zeigten, daß eine exaktere Bestimmung des κ -Wertes, als sie Wenz erreichte, mit den damaligen Mitteln nicht möglich war. Das Eintreten des Resonanztones der Membran war nicht deutlich genug wahrnehmbar; auch war die Intensität des Resonanztones eine geringe. Ein an der Membran aufgesetztes Mikrophon ermöglichte zwar eine sehr genaue Bestimmung der Wellenlänge bis auf etwa 0,5 Proz. (entsprechend ca. 1 Proz. Fehler bei der κ -Bestimmung), doch mußte ich bei höheren Temperaturen von dieser Anordnung absehen, da dann durch keinen Kunstgriff zu vermeidende Spannungen der Membran auftraten, die eine ständige Einregulierung des Mikrophonkontaktes bedingten, welche wiederum ein exaktes Messen unmöglich machten.

1) A. Kalähne, Ann. d. Phys. 11. p. 225. 1903, vgl. oben.

2) W. Wenz, Ann. d. Phys. 33. p. 951 ff. 1910.

Nach langen vergeblichen Versuchen traf ich folgende Anordnung: Vor die Membran setzte ich ein auf den jeweiligen Pfeifenton einstellbares Resonanzrohr. War Pfeife und Resonanzrohr auf einen der Eigentöne der Membran abgestimmt, so trat beim jedesmaligen Abstimmen des resonierenden Raumes im Versuchsrohre durch Verschieben des Stempels ein lauter, exakt definierter Tourneschlag ein, der ein Einstellen des Stempels auf die um je eine halbe Wellenlänge verschiedenen Resonanzstellen mit großer Genauigkeit gestattete. Die Stellung des Stempels wurde jedesmal mechanisch auf einen Kartonstreifen registriert; der Abstand zweier Marken auf dem Streifen entsprach einer halben Wellenlänge des Pfeifentones. So gelang es mir auch, bei den höchsten von mir erreichten Temperaturen die Wellenlängen in Luft bzw. in den Metaldämpfen von gleicher Temperatur mit genügender Genauigkeit zu messen.

Die Temperaturbestimmungen im Versuchsrohre wurden durch Wellenlängenmessungen in Luft ausgeführt.¹⁾ Sie sind nicht ganz exakt, doch haben sie den Vorzug vor den auf andere Weise (Thermoelement) bestimmten Temperaturen, daß sie eine Mitteltemperatur im ganzen Versuchsrohre darstellen, die im allgemeinen jedoch etwas zu niedrig sein wird, was sich aus der Diskussion aller in Betracht kommenden Fehler ergibt und die ihrerseits nicht eliminiert werden konnten. Auch aus rein technisch experimentellen Gründen habe ich von einer anderen Methode der Temperaturbestimmung Abstand genommen, zumal es für mich in erster Linie nur in Betracht kam, zu konstatieren, ob die Temperatur im Versuchsrohre die Siedetemperatur²⁾ der Alkalimetalle überschritten hatte.

Resultate der Messungen.

Ordne ich die Resultate meiner Messungen nach fallender Temperatur an, so ersieht man, daß eine Abhängigkeit von α und der Temperatur auch nur einigermaßen sicher nicht zu erkennen ist.

1) $\lambda_1^2/\lambda^2 = \theta_1/\theta$, α -Änderung ist zu vernachlässigen. Vgl. A. Kälähne, l. c.

2) Nach Perman, Journ. Chem. Soc. 55. 1889, Siedepunkt Kalium 667°, Natrium 742°.

Temperatur	Mittl. Wert für α	Zahl der Beobachtungsreihen	
950—1000°	1,64	8	} Kaliumdampf
880—920	1,69	2	
700—730	1,63	6	
680—700	1,61	2	
660°	ca. 1,39	6	} Stickstoffwert
890—920	1,67	12	} Natriumdampf
750—800	1,69	7	

Es folgt aus diesen Resultaten folgendes: Da selbst in unmittelbarer Nähe des Siedepunktes das Verhältniß der spez. Wärmen für die betrachteten Dämpfe von den bei höheren Temperaturen gefundenen Werten innerhalb der Genauigkeitsgrenzen *nicht* abweicht und dem aus der Theorie für einatomige Gase folgenden sehr nahe bleibt, ist anzunehmen, daß beim Abkühlen des Dampfes der untersuchten Alkalimetalle bis direkt zum Siedepunkte keine Polymerisation auftrat, sondern daß die Molekeln des Dampfes einatomig blieben bis zur Kondensation. Dieses Resultat ist wertvoll, weil sich aus den Untersuchungen von F. Richarz ergibt¹⁾, daß bereits für den *festen* Zustand der Alkalimetalle Einatomigkeit existiert. Also war auch keine Polymerisation des Dampfes vor der Kondensation zu erwarten.

Da also meine Versuche keine Abhängigkeit von α und der Temperatur erkennen lassen, glaube ich mich dazu berechtigt, aus allen von mir bestimmten Werten für α , gleichgültig bei welcher Temperatur sie gewonnen werden, den mittleren Wert dieser Größe zu berechnen.

Lege ich allen Bestimmungen gleiche Gewichte bei, da ich alle die Versuchsbedingungen für gleich günstig erachte, so erhalte ich als mittleren wahrscheinlichen Wert:

$$\alpha \text{ Kaliumdampf} = 1,64 \pm 0,007,$$

$$\alpha \text{ Natriumdampf} = 1,68 \pm 0,03.$$

Hiermit glaube ich die Einatomigkeit des Kalium- und Natriumdampfes hinreichend bewiesen zu haben.

Es bleibt nur noch übrig, zu zeigen, daß andere Annahmen von Atom- bzw. Molekulargewicht kombiniert mit

1) Vgl. F. Richarz, Marburger Sitzungsber. Nov. 1907; Zeitschr. f. anorg. Chem. 58. 1908.

meinen λ -Messungen zu unmöglichen Werten für α führen. Folgende Zusammenstellung möge dieses zeigen.

I. Kalium.

Atomgewicht	Dampfdichte Molekulargew.	α	Bemerkungen
39,15	K ₁ 39,15	1,64	nahe diesen Wert verlangt die Theorie
39,15	K ₂ 78,3	3,28	nach der Theorie unmöglich
19,58	K ₁ 19,58	0,82	
19,58	K ₂ 39,15	1,64	die Theorie verlangt 1,40 bzw. 1,33 ¹⁾

II. Natrium.

23,05	Na ₁ 23,05	1,68	nahe diesen Wert verlangt die Theorie
23,05	Na ₂ 46,1	3,36	nach der Theorie unmöglich
11,53	Na ₁ 11,53	0,84	
11,53	Na ₂ 23,05	1,68	die Theorie verlangt 1,40 bzw. 1,33 ¹⁾

Das Verhältnis der Schallgeschwindigkeit in Metalldampf und Luft ist aus dem oben erwähnten Grunde ebenfalls als von der Temperatur unabhängig anzusehen. Ich kann also auch hier den mittleren wahrscheinlichen Wert aus allen gefundenen Resultaten berechnen und erhalte:

$$\frac{v \text{ Kaliumdampf}}{v \text{ Luft}} = 0,933 \pm 0,002,$$

$$\frac{v \text{ Natriumdampf}}{v \text{ Luft}} = 1,233 \pm 0,006.$$

Dieser Wert muß nach meinen Versuchen für alle Temperaturen oberhalb des Siedepunktes des betrachteten Metalles gelten.

Hr. Perron hat im hiesigen Institute mit derselben Apparatur α -Bestimmungen von Cadmiumdämpfen gemacht. Die Untersuchungen sind nunmehr abgeschlossen und haben gezeigt, daß auch Cadmium in Dampfform einatomige Molekel hat.

Marburg a. L., Physik. Inst. d. Univ., April 1912.

1) Vgl. L. Boltzmann, Wien. Ber. 74. 1878; Maxwell, Phil. Mag. 35. p. 129. 1868.

(Eingegangen 7. Juni 1912.)

9. *Über die Transformationsgleichungen
der Relativitätstheorie;*
von A. C. van Riijn van Alkemade.

In einer Abhandlung „Über die Transformation der Raumzeitkoordinaten von ruhenden auf bewegte Systeme“ haben Ph. Frank und H. Rothe gezeigt¹⁾, daß man bei der Ableitung der Transformationsgleichungen die Unabhängigkeit des Wertes der Lichtgeschwindigkeit von der Geschwindigkeit des Bezugssystems nicht, wie es bisher üblich war, gleich am Anfang voraussetzen braucht. Ihre Ableitung stützt sich auf zwei Voraussetzungen:

A. Die Transformationsgleichungen bilden eine lineare homogene Gruppe, wenn die Geschwindigkeit des Bezugssystems als Parameter aufgefaßt wird.²⁾

B. Die Kontraktion der Längen soll nicht vom Vorzeichen, sondern nur vom Betrage dieser Geschwindigkeit abhängen.

Im folgenden erlaube ich mir zu zeigen, daß man mit diesen Voraussetzungen denselben Zweck in noch einfacherer Weise erreichen kann, als die genannten Autoren es getan haben.

1. Wir betrachten einfachheitshalber Erscheinungen, die nur von einer Koordinate abhängen, wie z. B. die Paralleltranslation eines Körpers in der Richtung der x -Achse eines festen Koordinatensystems. Wollen wir den Verlauf einer derartigen Erscheinung beschreiben in bezug auf ein Koordinatensystem, das eine gleichförmige Translationsbewegung mit der Geschwindigkeit v in der Richtung der x -Achse hat, so können wir statt der Zeit t und der absoluten Koordinate x zwei

1) Ph. Frank u. H. Rothe, Ann. d. Phys. 34. p. 825. 1911.

2) A. Einstein hat in seiner ersten Abhandlung schon bemerkt, daß die Transformationsgleichungen eine Gruppe bilden sollen (Ann. d. Phys. 17. p. 907. 1905).

neue Veränderliche t' und x' einführen, bestimmt durch die Gleichungen:

$$(1) \quad t' = a_{11} t + a_{12} x,$$

$$(2) \quad x' = a_{21} t + a_{22} x.^1)$$

Hierin sind die Koeffizienten a , Funktionen der Geschwindigkeit v und es ist unsere Aufgabe, die Form dieser Funktionen zu bestimmen.

Zunächst folgt aus der Gestalt der Gleichungen (1) und (2), daß man über die Anfangswerte der neuen Veränderlichen derart verfügen kann, daß immer $x' = 0$ ist im Anfangspunkte des bewegten Systems, und daß in dem Augenblicke, wenn dieser Punkt mit dem Anfangspunkte des festen Systems zusammenfällt, sowohl $t = 0$, wie auch $t' = 0$ ist.

Weiter ist im Anfangspunkte des bewegten Systems auch immer $x = vt$; setzen wir somit in (2) $x' = 0$ und $x = vt$, so finden wir leicht:

$$(1) \quad \frac{a_{21}}{a_{22}} = -v.$$

2. Um weitere Beziehungen zwischen den Koeffizienten a zu erhalten, betrachten wir zwei bewegte Koordinatensysteme mit den Geschwindigkeiten v_1 bzw. v_2 , wo $v_2 > v_1$ ist. Die Berechnung der Werte der Veränderlichen t' und x' für eins dieser Systeme, wenn die Werte für das andere System bekannt sind, wollen wir einen „Übergang“ von einem System auf das andere nennen. Aus der Erwägung, daß die Gleichungen (1) und (2) linear und homogen sind, folgert man sogleich, daß der genannte Übergang ebenfalls mittels linearer, homogener Transformationsgleichungen zustande kommt. Zudem stellen wir jetzt aber den Koeffizienten in diesen Gleichungen die Forderung, daß diese Koeffizienten beim Übergang vom ersten bewegten System (v_1) auf das zweite (v_2) dieselben Funktionen der relativen Geschwindigkeit V vom zweiten Systeme in bezug auf das erste sein sollen, wie die Koeffizienten beim Übergang vom ruhenden auf eins der bewegten Systeme von der absoluten Geschwindigkeit dieses letzteren sind.

Wenn es uns gelingt, Funktionen zu finden, welche dieser Forderung genügen, so haben wir damit das ruhende System

1) Ph. Frank u. H. Rothe, l. c. p. 836.

gewissermaßen eliminiert oder, wie man auch sagen kann, wenn das System, welches wir bisher das ruhende genannt haben, vielleicht doch eine uns unbekannte Bewegung hat, bleiben die Gleichungen (1) und (2) doch gültig, nur daß man dann v als eine relative Geschwindigkeit zu betrachten hat. In diesem Sinne wollen wir die von uns gestellte Forderung das *Relativitätsprinzip der Transformation* nennen.

3. Für den Übergang vom ruhenden auf das erste bewegte System haben wir die Gleichungen:

$$(3) \quad t'_1 = a_{11} t + a_{12} x,$$

$$(4) \quad x'_1 = a_{21} t + a_{22} x,$$

wo die Koeffizienten a jetzt Funktionen von v_1 sind. Für den Übergang vom ruhenden auf das zweite bewegte System:

$$(5) \quad t'_2 = b_{11} t + b_{12} x,$$

$$(6) \quad x'_2 = b_{21} t + b_{22} x,$$

wo die Koeffizienten b dieselben Funktionen von v_2 sind, und für den Übergang vom ersten auf das zweite bewegte System:

$$t'_2 = c_{11} t'_1 + c_{12} x'_1,$$

$$x'_2 = c_{21} t'_1 + c_{22} x'_1,$$

wo die Koeffizienten c wiederum dieselben Funktionen wie a und b , jetzt aber von der relativen Geschwindigkeit V sind.

Aus (3), (4), (5), (6) findet man leicht durch Elimination von t und x :

$$t'_2 = \frac{b_{11} a_{22} - b_{12} a_{21}}{\Delta} t'_1 + \frac{b_{12} a_{11} - b_{11} a_{12}}{\Delta} x'_1,$$

$$x'_2 = \frac{b_{21} a_{22} - b_{22} a_{21}}{\Delta} t'_1 + \frac{b_{22} a_{11} - b_{21} a_{12}}{\Delta} x'_1,$$

$$\Delta = a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21},$$

die Koeffizienten c sind somit:

$$(7) \quad c_{11} = \frac{b_{11} a_{22} - b_{12} a_{21}}{\Delta},$$

$$(8) \quad c_{12} = \frac{b_{12} a_{11} - b_{11} a_{12}}{\Delta},$$

$$(9) \quad c_{21} = \frac{b_{21} a_{22} - b_{22} a_{21}}{\Delta},$$

$$(10) \quad c_{22} = \frac{b_{22} a_{11} - b_{21} a_{12}}{\Delta}.$$

Aus (I), § 1 folgt

$$\frac{a_{21}}{a_{22}} = -v_1 \quad \text{und} \quad \frac{b_{21}}{b_{22}} = -v_2$$

und dem Relativitätsprinzip der Transformation entsprechend ist ebenso

$$\frac{c_{21}}{c_{22}} = -V,$$

oder mit Rücksicht auf (9) und (10):

$$V = \frac{b_{22} a_{21} - b_{21} a_{22}}{b_{22} a_{11} - b_{21} a_{12}},$$

woraus man, durch Einsetzung der Werte von a_{21}/a_{22} und b_{21}/b_{22} , leicht findet:

$$(11) \quad V = \frac{v_2 - v_1}{\frac{a_{11}}{a_{22}} + v_2 \frac{a_{12}}{a_{21}}}.$$

4. Aus der Formel (11) für die relative Geschwindigkeit leiten wir folgendes ab.

α) Setzen wir $v_1 = 0$, so wird das erste bewegte Koordinatensystem identisch mit dem ruhenden Systeme, die relative Geschwindigkeit des zweiten bewegten Systems in bezug auf das erste soll somit gleich deren absoluter Geschwindigkeit werden. In der Tat ist $a_{11}(0) = a_{22}(0) = 1$ und $a_{12}(0) = 0$ (wie man leicht aus (3) und (4) ersieht, weil für $v_1 = 0$, $t'_1 = t$ und $x'_1 = x$ werden soll), man findet somit aus (11) $V = v_2$.

β) Setzen wir $v_2 = 0$, so wird das zweite bewegte System identisch mit dem ruhenden und dessen relative Geschwindigkeit in bezug auf das erste bewegte System soll somit $= -v_1$ werden. Man findet aber aus (11) in diesem Fall:

$$V = \frac{-v_1}{\frac{a_{11}}{a_{22}}},$$

es soll somit

$$(II) \quad \frac{a_{11}}{a_{22}} = 1$$

sein und selbstverständlich auch $b_{11}/b_{22} = 1$.

γ) Durch Verwechslung von v_1 und v_2 in (11) bekommen wir die relative Geschwindigkeit des ersten bewegten Systems

in bezug auf das zweite und diese soll $= -V$ sein. Wir haben somit

$$-V = \frac{v_1 - v_2}{\frac{b_{11}}{b_{22}} + v_1 \frac{b_{12}}{b_{22}}}$$

und wenn wir diese Formel vergleichen mit (11) und beachten, daß

$$\frac{b_{11}}{b_{22}} = \frac{a_{12}}{a_{22}} = 1$$

ist, sehen wir, daß:

$$v_1 \frac{b_{12}}{b_{22}} = v_2 \frac{a_{12}}{a_{22}}$$

sein soll. Diese Gleichung kann auch in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{v_1} \frac{a_{12}}{a_{22}} = \frac{1}{v_2} \frac{b_{12}}{b_{22}},$$

woraus sich ergibt, daß

$$(III) \quad \frac{a_{12}}{a_{22}} = p v_1 \quad \text{und} \quad \frac{b_{12}}{b_{22}} = p v_2,$$

wo p eine universelle Konstante ist.

Die Formel (11) für die relative Geschwindigkeit geht nunmehr über in

$$(12) \quad V = \frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}.$$

5. Durch Substitution der Beziehungen (I), (II), (III) in (7), (8), (10) kann man sich leicht davon überzeugen, daß

$$\frac{c_{11}}{c_{22}} = 1 \quad \text{und} \quad \frac{c_{12}}{c_{22}} = p V.$$

Dem Relativitätsprinzip der Transformation entsprechend finden wir somit zwischen den Koeffizienten c dieselben Beziehungen wie zwischen den Koeffizienten a einerseits und b andererseits.

6. Es erübrigt jetzt noch die Bestimmung der Koeffizienten a_{23} bzw. b_{23} und c_{23} als Funktionen von v_1 bzw. v_2 und V . Aus (10) folgt:

$$c_{23} = \frac{b_{22} a_{11} - b_{21} a_{12}}{a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12}},$$

und wenn man hierin die Beziehungen (I), (II), (III) einsetzt, findet man leicht:

$$c_{23} = \frac{b_{22}}{a_{22}} \cdot \frac{1 + p v_1 v_2}{1 + p v_1^2}.$$

Nennen wir $a_{23} = f(v_1)$, dann ist $b_{23} = f(v_2)$ und, dem Relativitätsprinzip entsprechend, auch $c_{23} = f(V)$. Wenn wir auch noch (12) heranziehen, erhalten wir, zur Bestimmung der Funktion f , die Gleichung

$$(13) \quad f\left(\frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}\right) = \frac{f(v_2)}{f(v_1)} \cdot \frac{1 + p v_1 v_2}{1 + p v_1^2}.$$

Setzen wir $v_2 = 0$, $v_1 = v$, so wird

$$f(-v) = \frac{1}{f(v)} \cdot \frac{1}{1 + p v^2}$$

oder

$$f(-v) \cdot f(v) = \frac{1}{1 + p v^2}.$$

Führen wir jetzt die Voraussetzung *B* ein, daß die Kontraktion unabhängig von der Bewegungsrichtung sein soll, dann ist, weil $f(v)$ bekanntlich die Kontraktion vorstellt, $f(v) = f(-v)$ und

$$(IV) \quad f(v) = \frac{1}{\sqrt{1 + p v^2}}.$$

7. Nachdem wir die Beziehungen (I), (II), (III), (IV) gefunden haben, ist die Aufgabe erledigt, die Koeffizienten a in den Transformationsgleichungen (1) und (2) den Voraussetzungen *A.* und *B.* entsprechend zu bestimmen.

Unsere Lösung ist aber insofern noch unbestimmt, als der Konstante p verschiedene Werte beigelegt werden können. Setzt man $p = 0$, so erhält man die gewöhnliche Galileitransformation; die Bedeutung einer anderen Wahl für den Wert von p geht am deutlichsten aus einer näheren Betrachtung der Gleichung (12) für die relative Geschwindigkeit hervor. Diese Gleichung

$$V = \frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}$$

sagt nämlich folgendes aus:

„Für eine Bewegung, die in der Richtung der x -Achse eines ruhenden Koordinatensystems eine Geschwindigkeit v_2 hat, ist die relative Geschwindigkeit in bezug auf ein Koordinatensystem, welches eine Translationsgeschwindigkeit v_1 in der nämlichen Richtung hat = V .“

Sobald p von Null verschieden ist, ergibt sich aus dieser Formel die Existenz einer Geschwindigkeit, die sowohl in bezug

auf ein ruhendes System wie in bezug auf jedes bewegte System denselben Wert hat. Setzt man nämlich $v_2 = V = c$, so findet man leicht aus (12)

$$v_1 (1 + p c^2) = 0.$$

Es ist also entweder $v_1 = 0$, und in diesem Falle wird das bewegte System identisch mit dem ruhenden, so daß selbstverständlich die relative Geschwindigkeit gleich der absoluten ist, oder es ist

$$1 + p c^2 = 0$$

für jeden Wert von v_1 .

Betrachtet man jetzt die Unabhängigkeit der Geschwindigkeit des Lichtes von der Bewegung des Bezugssystems als eine Erfahrungstatsache, so ist dieser Geschwindigkeit die oben genannte Eigentümlichkeit zuzuschreiben. Dadurch ist aber ebenfalls unsere Wahl für den Wert der Konstante p bestimmt, denn wir haben zu setzen

$$p = -\frac{1}{c^2}.$$

8. Schließlich möchte ich noch hervorheben, daß man mittels der Gleichung (13) die Gestalt der Funktion $f(v)$ leicht bestimmen kann, auch wenn die Voraussetzung $f(v) = f(-v)$ nicht gemacht wird. Subtrahiert man nämlich von der Gleichung:

$$f\left(\frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}\right) = \frac{f(v_2)}{f(v_1)} \frac{1 + p v_1 v_2}{1 + p v_1^2}$$

$f(0) = 1$, und dividiert dann mit $v_2 - v_1 / 1 + p v_1 v_2$, so wird:

$$\frac{f\left(\frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}\right) - f(0)}{\frac{v_2 - v_1}{1 + p v_1 v_2}} = \frac{\frac{f(v_2) - f(v_1)}{v_2 - v_1}}{f(v_1)} \frac{(1 + p v_1 v_2)^2}{1 + p v_1^2} + \frac{p v_1 (1 + p v_1 v_2)}{1 + p v_1^2}.$$

Setzt man hierin $v_2 = v_1 = v$, so erhält man

$$f'(0) = \frac{f'(v)}{f(v)} (1 + p v^2) + p v,$$

oder wenn man die Konstante $f'(0) = q$ nennt:

$$\frac{q}{1 + p v^2} = \frac{f'(v)}{f(v)} + \frac{p v}{1 + p v^2}.$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$(14) \quad f(v) = \frac{e^{\frac{q}{Vp} \operatorname{arctg} v \sqrt{p}}}{\sqrt{1 + p v^2}};$$

eine additive Konstante braucht nicht hinzugefügt zu werden, weil für $v = 0$ $f(v) = 1$ wird.

Nimmt man $p = -1/c^2$ und schreibt man zur Abkürzung β für v/c , dann findet man mittels der Formel

$$(15) \quad \begin{aligned} \operatorname{arctg} i\beta &= \frac{1}{2} i \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \\ f(v) &= \frac{(1 + \beta)^{\frac{cq - 1}{2}}}{(1 - \beta)^{\frac{cq + 1}{2}}}. \end{aligned}$$

Will man jetzt wieder die Forderung $f(v) = f(-v)$ stellen, so hat man in (14) und (15) einfach $q = 0$ zu setzen.

(Eingegangen 11. Mai 1912.)

**10. Das Bogenspektrum
des Quecksilbers im sichtbaren und roten Teil;
von Gebhard Wiedmann.**

(Tübinger Dissertation, Juli 1911.)

Das Quecksilberspektrum läßt sich in außerordentlicher Reinheit erzeugen und zeigt sehr auffallende Gruppen von Linien. Es bildete daher den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen und ist wohl eines der am besten bekannten und am eingehendsten untersuchten Spektren. Anlaß zu dieser Arbeit gaben die Untersuchungen von Herrn Prof. Paschen im ultraroten Teile des Spektrums¹⁾ und seine Arbeit über die Serien einfacher Linien von Zn, Cd, Hg.²⁾ Diese Arbeit hat die eingehende Untersuchung besonders des Quecksilberspektrums zum Gegenstand und behandelt die Gesetzmäßigkeiten dieses Spektrums. Die Analyse des Quecksilberspektrums erweist sich außerordentlich schwierig und es wird sich zeigen, daß die gefundenen Serien nur teilweise den bis jetzt gebräuchlichen Serienformeln folgen. Während nämlich bei den bis jetzt gefundenen Serien die Berechnungen mit den Beobachtungen meistens ziemlich genau übereinstimmen und beträchtliche Abweichungen nur bei den Grundlinien einiger Serien vorkommen, versagen bei den neu gefundenen Serien die Formeln gänzlich, wenigstens für die Glieder der niederen Ordnungszahlen; die Glieder der höheren Ordnungszahlen lassen sich allerdings berechnen. Große Vorteile bieten bei der Analyse des Spektrums die Kombinationen. Einerseits lassen die Kombinationen die richtige Linie erkennen, wo die Rechnung die Wahl zwischen mehreren Linien läßt, andererseits werden durch Kombinationen ganze Serien erhalten. Es wurden verschiedene neue, sehr interessante Kombinationen

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 27. p. 558. 1908.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 30. p. 752. 1909.

gefunden. Die mittelst der Kombinationen berechneten Serien stimmen mit den Beobachtungen äußerst genau überein; vorhandene Abweichungen sind lediglich auf Beobachtungsfehler zurückzuführen. Das Kombinationsprinzip ist von F. Paschen eingehend behandelt.¹⁾ Eine schöne Bestätigung erhalten die gefundenen Resultate durch den Nachweis der analogen Serien in Kadmium und Zink. Diese Spektren wurden ebenfalls im roten Teile untersucht, nachdem Herr Prof. Paschen die betreffenden Linien vorausberechnet hatte.

Apparate.

Zur Untersuchung der Spektren stand mir ein Konkavgitter von Rowland zur Verfügung. Dasselbe hatte einen Krümmungsradius von 6,5 m und erhielt von einem Hohlspiegel, in dessen Brennpunkt der Spalt stand, annähernd paralleles Licht. Da es hauptsächlich darauf ankam, auch die schwächsten Linien auf die photographische Platte zu bekommen, also auf die größte Lichtstärke, wurde nur die erste Ordnung des Spektrums benutzt. Das Gitter ist von Herrn Färber beschrieben.²⁾

Ein weiterer Spektralapparat, der sehr gute Dienste leistete, wurde benutzt. Es war dies ein sehr lichtstarker Prismenspektrograph von A. Hilger in London. Mit diesem Apparate gelang es mir, die schwächsten Linien zu photographieren und so die Serien bis nahe an ihr Ende zu erhalten. Sehr nützlich erwies sich dieser Apparat auch dann, wenn eine Linie von einem Gittergeiste unterschieden werden sollte; es kommt nämlich manchmal vor, daß eine Spektrallinie mit einem Geiste einer starken Linie zusammenfällt. Mit dem Prismenapparate aber erhält man nur reelle Linien.

Als Lichtquelle diente eine Glasquecksilberlampe, die bei 60 Volt Spannung bis zu 25 Amp. belastet werden konnte, jedoch fortwährend mit Wasser gut gekühlt werden mußte.³⁾ Vor Abschluß dieser Arbeit konstruierte Herr Prof. Paschen eine Quarzglaslampe gleicher Art, die selbst mit 30—35 Amp.

1) F. Paschen, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik 8. p. 174.

2) A. Färber, Ann. d. Phys. 9. p. 886. 1902.

3) P. Gmelin benutzte die gleiche Lampe und beschreibt sie: Ann. d. Phys. 33. p. 25. 1910.

bei 60 Volt Spannung einige Zeit gebrannt werden konnte, unter beständiger guter Kühlung.

Zum Photographieren in den verschiedenen Teilen des Spektrums wurden die hierfür in Betracht kommenden, am besten empfindlichen Platten benutzt. Die Untersuchung des Spektralgebietes im äußersten Rot geschah anfangs mit den rotempfindlichen Platten von Wratten und Wrainright; doch gelang es mir nicht, mit diesen Platten weiter zu kommen, als bereits Herr Hermann kam. Gemeinsam mit Herrn Ed. Lorinser wurden verschiedene Verfahren ausprobiert. Zunächst versuchten wir das von H. Hermann¹⁾ angegebene Cyaninverfahren; allein die so hergestellten Platten waren wohl brauchbar, jedoch genügte die Empfindlichkeit nicht, und außerdem ist das Verfahren ziemlich umständlich. Das von Lehmann²⁾ angegebene Verfahren mit Alizarin ist besser und viel einfacher, zumal wir von der Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen gleich Alizarinblau S erhalten konnten. Die Platten wurden nun folgendermaßen hergestellt: wir verwendeten 5 mg Nigrosin und 10 mg Alizarinblau S, lösten beides in 200 ccm destilliertem Wasser auf an einem dunklen Ort, gaben ca. 5 ccm Ammoniak (0,95), ferner ca. 5 Tropfen Silbernitrat (ca. 30 Proz.) und badeten die Platten in dieser Lösung ungefähr 5 Minuten. Nachdem die Platten getrocknet sind, behalten sie ihre Empfindlichkeit einige Tage, alsdann aber nimmt die Empfindlichkeit beständig ab. Mit diesen Platten kommt man mit einem Prismenapparat bis 8700 Å.-E. Die höchste Empfindlichkeit haben diese Platten von etwa 7000 bis 8200 Å.-E. Gibt man in die Lösung noch etwa 2 ccm Pinachrom- oder besser Pinacyanollösung (1:1000 in Alkohol), so wird dadurch die Empfindlichkeit von 6000 Å.-E. an erhöht, jedoch ist die Platte oberhalb 8000 Å.-E. nicht besser empfindlich als vorher. Mit diesen Platten gelang es im äußersten roten Teile des Spektrums eine Reihe wichtiger Spektrallinien zu photographieren und auszumessen.

Ausgemessen wurden die Platten mit einem Zeiss-Komparator. Als Normalen dienten, wenn möglich, die Hartmannschen Eisennormalen, bezogen auf das „R“-System. Es

1) H. Hermann, Tübinger Diss. 1904.

2) H. Lehmann, Arch. f. wiss. Phot. 6. 1900.

wurde meistens zwischen zwei Eisennormalen, die nicht weiter als 50 Å.-E. voneinander entfernt lagen, interpoliert. Falls die Hartmannschen Normalen fehlten, wurden die von Kayser gemessenen Eisenlinien benutzt. Im roten Teile dienten als Normalen die von Kochen gemessenen Eisenlinien.¹⁾ Die Linien im äußersten Rot wurden gegen violette der zweiten Ordnung gemessen und haben daher nicht denselben Anspruch auf Genauigkeit. Die mit dem Spektralapparate photographierten Linien wurden nach der Hartmannschen Formel

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c}{D - D_0}$$

berechnet. Diejenigen Linien, die zwischen bekannten interpoliert werden konnten, ließen sich mit dieser Formel bis auf einige Zehntel Å.-E. genau berechnen, während diejenigen, die durch Extrapolation berechnet werden mußten, nur auf einige Å.-E. genau sind. Außerdem sind die Linien im roten Teile nicht so genau zu berechnen, wie die etwa im grünen Teile, weil die Dispersion des Prisma gegen Rot sehr rasch abnimmt.

Die Linien des Quecksilberbogenspektrums im sichtbaren Gebiete und im Rot.

In der folgenden Tabelle werden die Linien des Quecksilberspektrums angegeben. Die erste Vertikalreihe bezeichnet die Intensität, und zwar so, daß den stärksten Linien die Intensität $J = 10$ zukommt, und den schwächsten $J = 1$. Diese Intensitätsangaben sind durch Schätzung erhalten. Die zweite Reihe enthält die Wellenlängen λ in Luft; die mit 3 Dezimalen geschriebenen Wellenlängen sind die Mittelwerte aus mehreren Messungen. Die Messung geschah in der ersten Ordnung des Gitterspektrums. Die dritte Dezimale hat keinen Anspruch auf Genauigkeit²⁾; selbst die zweite Dezimale kann um ± 2 ungenau sein, bei unscharfen Linien um noch mehr. Die mit weniger Dezimalen geschriebenen Linien sind entweder nur einmal gemessen oder nur mit dem Spektralapparate. In der dritten Vertikalreihe sind die Linien charakterisiert. Die

1) E. A. Kochen, der rote Teil des Eisenbogenspektrums, Zeitschr. f. wiss. Phot. 5. p. 285—299. 1907.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 30. p. 751. 1909.

vierte Reihe gibt die Schwingungszahlen im Vakuum. Hierauf folgen die Messungen von Hrn. Stiles¹⁾, bezogen auf das internationale System. Meine Messungen sind auf das „R“-System bezogen, weil alle früheren Berechnungen der Quecksilberlinien mit auf dieses System bezogenen Werten gemacht wurden.

Es bedeutet also: J die Intensität, λ Wellenlänge in Å.-E. in Luft, ν Schwingungszahl im Vakuum, U ganz unscharf, uv unscharf nach Violett, ur unscharf nach Rot.

J	λ	ν	Messungen von Stiles
2	8198	12195,12	
2	8164	12245,89	
1	8077	12377,76	
2	7982	12525,05	
2	7821	12782,81	
6	7729,456 uv	12984,05	
2	7676	13024,22	
2	7606	13144,05	
1	7551	13239,77	
2	7453 u	13418,81	
3	7371	13563,00	
1	7295	13704,26	
1	7179	13925,63	
1	7122	14037,05	
3	7092,456	14095,66	
4	7082,273	14115,94	7081,96
1	7044	14192,44	
10	6907,776	14472,51	6907,47
1	6891	14507,47	
1	6868	14556,04	
5	6716,680	14884,27	6716,315
8	6234,556	16035,40	6234,31
6	6123,672	16325,63	6123,48
5	6072,889	16462,28	6072,66
3	5890,382 U	16972,19	
2	5872,337	17024,35	
1	5868,28	17036,15	
1	5860,32	17059,28	
4	5859,538 uv	17061,55	5859,49
1	5838,988	17121,59	
3	5821,678	17172,51	
4	5803,774 uv	17225,46	
10	5790,878 n. H. ²⁾	17263,85	5790,659 F. u. P. ²⁾

1) H. Stiles, Astrophys. Journ. 30. 1909.

2) H. bedeutet Hartmann, F. u. P. Fabry u. Perot.

<i>J</i>	<i>λ</i>	<i>ν</i>	Messungen von Stiles
4	5789,875 ¹⁾	17266,88	5789,521 ¹⁾
10	5769,811 H.	17326,88	5769,598 F. u. P.
5	5676,075	17613,00	5675,811
3	5549,500 <i>uv</i>	18014,93	
10	5460,944 H.	18306,87	5460,742 F. u. P.
2	5420,362	18443,92	
2	5405,500 <i>U</i>	18494,65	
1	5393,698	18535,14	5399,986
2	5389,212	18550,53	
1	5385,90	18561,62	
3	5384,904 <i>ur</i>	18565,38	
3	5365,250 <i>U</i>	18633,42	
4	5354,240 <i>ur</i>	18671,73	5354,290
3	5316,870 <i>uv</i>	18803,00	
2	5290,3	18897,52	
2	5219,1	19155,25	
1	5168,0	19351,6	
1	5140,268	19448,93	
2	5138,258	19456,53	
1	5129	19491,30	
3	5120,830 <i>ur</i>	19522,75	
1	5109	19567,56	
2	5102,600 <i>uv</i>	19592,47	
			5081,260
2	5046,000 <i>U</i>	19812,17	
3	5025,818	19891,82	5025,563
2	4991,7	20027,76	
3	4980,995 <i>ur</i>	20071,25	
1	4970,305	20114,00	
5	4960,500 <i>U</i>	20153,73	4960,427
5	4916,180	20335,41	4916,051
1	4897,1	20414,67	
2	4890,450 <i>ur</i>	20442,41	
1	4883,3	20473,79	
1	4832,4	20688,04	
2	4827,3	20709,89	
1	4822,5	20730,54	
1	4782,3	20904,76	
1	4748,3	21054,40	
1	4723,0	21167,16	
1	4702,0	21261,66	
1	4685,5	21336,52	
1	4672,9	21394,03	

1) Vgl. F. Paschen, Ann. d. Phys. 30. p. 750. Ann. 3. 1909 und P. Gmelin, Ann. d. Phys. 33. p. 26. u. 29. 1910.

<i>J</i>	λ	ν	Messungen von Stiles
1	4662,6	21441,51	
1	4653,6	21482,97	
			4451,637
10	4358,504 H.	22987,86	4358,343 F. u. P.
6	4347,617	22995,32	4347,504
2	4343,793	23015,11	
6	4339,323	23038,71	4339,245
			4273,27
1	4140,182	24147,00	
6	4108,170	24334,98	4108,116
9	4077,860	24515,93	4077,842
10	4046,646	24705,02	4046,557
6	3984,100	25092,5	3983,963
8	3906,590	25590,69	3906,478
2	3903,793	25609,05	
6	3902,087	25620,20	3901,965
1	3894,041 u	25673,15	
3	3861,284 U	25891,24	
			3849,274
3	3820,277 U	26168,83	3801,665
1	3815,990	26198,3	
4	3801,780	26296,13	
4	3790,282 U	26375,89	3789,818
			3775,697
			3773,540
1	3771,043 u	26510,56	
1	3755,403	26620,88	
4	3751,897 u	26645,77	3751,737
			3728,213
2	3704,288	26988,22	3704,28
1	3702,509	27001,19	
1	3701,593	27007,90	3701,44
2	3680,421	27163,21	
4	3673,172	27216,80	
1	3666,660	27265,19	
9	3663,421	27289,29	3663,274
6	3663,018	27292,28	3662,881
10	3655,066	27351,62	3654,832
10	3650,425	27386,45	3650,144
2	3592,908	27824,85	3592,97
1	3591,63	27834,76	
1	3591,10	27838,87	
2	3524,42	28365,56	
1	3523,15	28376,03	
1	3479,13	28735,22	
1	3478,00	28744,35	
1	3447,36	28999,79	

Die Messungen von 4000 Å.-E. an abwärts sind nicht so ausführlich und genau, wie die oberhalb 4000 Å.-E. Es wurden nur die stärkeren und die charakteristischen Linien gemessen, manche nur einmal. Von den in obiger Tabelle enthaltenen Linien gehören die meisten zu den folgenden Serien.

I. Hauptserien und ihre Kombinationen.

1. Hauptserie einfacher Linien.

Die Glieder dieser Serie konnten nur mit großer Mühe gefunden werden. Es mußten besondere Bedingungen der Lampe ausprobiert werden, um die letzten Glieder zu erhalten. Die Linien dieser Serie sind sämtlich unscharf nach Violett. Trotzdem das Ende dieser Serie sehr genau angegeben werden kann, ist es nicht gelungen, die Glieder für die Ordnungszahlen 3 und 4 sicher zu bestimmen. Berechnung und Beobachtung weichen bei dieser Serie, wie bei den anderen hierher gehörigen Hauptserien für die Glieder der niederen Ordnungszahlen ziemlich von einander ab. Herr Prof. Paschen verwendet zur Berechnung dieser Serie die Formel:

$$\nu = (2,5 S) - (m, P), \text{ wo } (m, P) = \frac{N}{[m + P + II(m, P)^2]}$$

bedeutet und $(2,5 S) = 20252,4$ ist.

m	5	6	7	8
λ	6234,5	5803,7	5549,5	5393,7
ν	16035,4	17225,4	18014,9	18535,1
(m, P)	4217,0	3027,0	2237,5	1717,3
λ ber.	6234,5	5803,2	5549,5	5393,2
λ beob. — λ ber.	0	+ 0,5	0	+ 0,5

m	9	10	11	12
λ	5290,3	5219,1	5166,0	5129,1
ν	18897,5	19155,2	19351,6	19491,3
(m, P)	1354,9	1097,2	900,8	761,1
λ ber.	5290,6	5219,4	5167,6	5129,3
λ beob. — λ ber.	— 0,3	— 0,3	— 1,6	— 0,2

$$P = -0,0073064, \quad II = +3,38595 \times 10^{-6}.$$

Das Glied $m = 4$ ist wahrscheinlich die Linie 6716,680; kann jedoch mit obiger Formel nicht genügend genau berechnet werden. Über das Glied $m = 3$ sind keine Anhaltspunkte vorhanden; das Glied $m = 2$ muß nach Paschen 10140,6 sein.

Parallel mit dieser Serie läuft die folgende:

2. Serie vorgelagerter Linien.

Die Linien dieser Serie sind wie die der vorhergehenden nach Violett unscharf. Auch diese Serie läßt sich nicht weiter verfolgen als die Serie einfacher Linien. Die Serie berechnet man sehr leicht aus der vorhergehenden; bildet man nämlich die Differenz der Grenzen beider Serien $21829,9 - 20252,4 = 1577,5$, so findet sich diese Differenz auch zwischen den entsprechenden Gliedern beider Serien, d. h. deren Schwingungszahlen. Die Glieder dieser Serie sind:

m	λ in Luft	ν im Vakuum
10	4822,5	20780,54
9	4883,3	20473,80
8	4970,305	20114,00
7	5102,600	19592,50
6	5316,870	18803,00
5	5676,075	17613,00
4	6072,839	16462,28

Die Differenzen der entsprechenden Schwingungszahlen lauten:

$m = 10 \left\{ \begin{array}{l} 20780,54 \\ 19155,25 \\ 1575,29 \end{array} \right.$	$m = 9 \left\{ \begin{array}{l} 20473,80 \\ 18897,52 \\ 1576,28 \end{array} \right.$	$m = 8 \left\{ \begin{array}{l} 20114,00 \\ 18535,14 \\ 1578,86 \end{array} \right.$
$m = 7 \left\{ \begin{array}{l} 19592,50 \\ 18014,93 \\ 1577,57 \end{array} \right.$	$m = 6 \left\{ \begin{array}{l} 18803,00 \\ 17225,46 \\ 1577,54 \end{array} \right.$	$m = 5 \left\{ \begin{array}{l} 17613,00 \\ 16035,40 \\ 1577,60 \end{array} \right.$
	$m = 4 \left\{ \begin{array}{l} 16462,28 \\ 14884,27 \\ 1578,01 \end{array} \right.$	

3. Triplethauptserie.

Während die Triplethauptserien von Kadmium und Zink leicht zu erkennen sind, begegnet man beim Quecksilberspektrum großen Schwierigkeiten. Wie die obigen beiden Serien läßt sich auch diese Serie nicht vollständig berechnen, trotzdem die Grenze von F. Paschen¹⁾ angegeben und auch von Milner²⁾ experimentell bestätigt ist. Diese Serie endigt an derselben Grenze wie die Serie vorgelagerter Linien, und es ist sehr schwierig, beide Serien voneinander zu unterscheiden. Herr Milner hat die Serie ebenfalls bis nahe an die Grenze

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 29. p. 662. 1909.

2) Dr. S. R. Milner, Philosophical Magazine. 20. p. 636. 1910.

gemessen und gibt die oben angegebenen Glieder der Serie vorgelagerter Linien als Glieder der Triplethauptserie an. Dadurch erhält Herr Milner ein ganz falsches Bild einer Tripletserie, nämlich das mittlere Glied als das stärkste, was bekanntlich allen seitherigen Beobachtungen widerspricht. Außerdem sind die Linien der vorgelagerten Serie nach Violett unscharf, während die Linien der Triplethauptserie gegen Violett scharf und nach Rot unscharf sind. Dieser Umstand hat hauptsächlich zur Unterscheidung beider Serien beigetragen. Unmöglich zur Triplethauptserie können ferner die von Herrn Milner angegebenen Linien 5365 und 5890 gehören. Diese Linien sind auffallend unscharf und haben genau dasselbe Aussehen wie die anderen in der Tabelle mit U charakterisierten Linien.

Sehr merkwürdig ist das Verhalten dieser Serie. Die zweite Linie der Glieder $m = 5$ und $m = 6$, nämlich 5859 und 5884, ist je von einem deutlich zu messenden Trabanten begleitet und es scheint als ob sich die Serie aufspalte. Diese Trabanten sind bei den Gliedern der höheren Ordnungszahlen natürlich nicht mehr zu messen. Die Berechnung läßt sich für die stärksten Glieder eines jeden Triplets mit einiger Genauigkeit ausführen; für die beiden andern Glieder aber werden die Abweichungen immer beträchtlicher, was wohl auf die erwähnte Zersplitterung zurückzuführen ist. Es wird daher nur das stärkste Glied der Triplets hier berechnet. F. Paschen¹⁾ berechnet auch die anderen Glieder. Die benutzte Formel ist folgende:

$$\nu = (1,5s) - (m, p_1); \quad (m, p_1) = \frac{N}{[m + p_1 + \pi_1(m, p_1)]^2}.$$

$$(1,5s) = 21829,9, \quad p_1 = -0,0899114, \quad \pi_1 = -6,68285 \times 10^{-6}.$$

m	λ beob.	ν	$m p_1$	λ ber.	λ beob. — λ ber.
4	6907,776	14472,5	7357,4	6907,776	0
5	5803,77	17225,4	4604,5	5804,5	-0,7
6	5354,2	18671,7	3158,2	5355,4	=1,2
7	5120,8	19522,7	2307,2	5120,8	0
8	4981,0	20071,2	1758,7	4980,7	+0,3
9	4890,4	20442,4	1387,5	4889,8	+0,6
10	4827,3	20709,9	1120,0	4826,9	+0,4

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 35. p. 860. 1911.

m	λ beob.	ν	$m p_1$	λ ber.	λ beob.— λ ber.
11	4782,3	20904,76	925,2	4781,8	+0,5
12	4748,3	21054,4	775,5	4748,0	+0,3
13	4728,0	21167,1	662,8	4722,0	+1,0
14	4702,0	21261,6	568,3	4701,8	+0,2
15	4685,5	21336,5	493,4	4685,5	0
16	4672,9	21394,0	435,9	4672,5	+0,4
17	4662,6	21441,5	388,4	4661,6	+1,0
18	4653,6	21482,9	346,9	4652,6	+1,0

Das Grundglied $m = 2$ ist: 5460,944; 4958,504 und 4046,646. Das Glied $m = 3$ läßt sich nicht mit Sicherheit bestimmen. Die Triplethauptserie, soweit sie wohl als sicher angenommen werden darf, ist nun folgende.

m	stärkste	mittelstarke	schwache Linie
2	5460,944	4958,504	4046,646
4	6907,776	7082,273	7092,456
5	5803,774	{ 5859,538 5860,32	5872,387
6	5354,240	{ 5384,901 5385,99	5389,212
7	5120,880	5138,258	5140,268
8	4980,995	4991,7	
9	4890,450	4897,1	
10	4827,3	4832,4	
11	4782,3		
12	4748,3		
13	4728,0		
14	4702,0		
15	4685,5		
16	4672,9		
17	4662,6		
18	4653,6		

II. Zweite Nebenserie und ihre Kombinationen.

Die zweiten Nebenserien sind bereits bekannt. Sehr interessante Linien, die bisher nicht eingeordnet werden konnten, wurden als Kombinationen dieser Nebenserien erkannt. Die Linien dieser Kombinationen zeichnen sich durch ihre außerordentliche Schärfe aus.

Die folgende Serie wird gebildet durch den Term:

$(2, P) - (m, s)$; d. h. sie bildet mit dem ersten Glied der zweiten Tripletnebenserie die Schwingungsdifferenz 40136,8 — 30111,10 = 10025,7.

$(2, P) \{30111,1$	$(2, P) \{30111,1$	$(2, P) \{30111,1$	$(2, P) \{30111,1$
$(-1,5 s) \{21829,9$	$(-2,5 s) \{10220,3$	$(-3,5 s) \{5964,6$	$(-4,5 s) \{3913,2$
ν ber. = 8281,2	ν ber. 19890,8	ν ber. 24146,5	ν ber. 26197,9
ν beob. 8281,9 ¹⁾	ν beob. 19891,8	ν beob. 24147,0	ν beob. 26198,3
λ beob. 12071,8	λ beob. 5025,818	λ beob. 4140,182	λ beob. 3815,990

Aus dieser Serie läßt sich die II. Tripletnebenserie auf dieselbe Weise berechnen, wie weiter unten die I. Tripletnebenserie.

Eine weitere Serie wird gebildet durch den Term: $(2, p_2) - (m, S)$, d. h. dieselbe hat die Schwingungsdifferenz 14656,2 gegen die zweite Nebenserie einfacher Linien. Die zweite Nebenserie lautet nach F. Paschen:

m	λ	ν
1,5	1849,0	54065,7
2,5	10140,6	9858,7
3,5	4916,19	20835,4
4,5	4108,17	24335,0

Die Kombinationsserie ist also:

m	λ	ν ber.	ν beob.
1,5	2536,7	39409,5	39410,4
2,5	4077,86	24514,9	24514,9
3,5	2857,1	34991,6	34990,6
4,5	2564,1	38991,2	38987,9

III. Erste Nebenserien und ihre Kombinationen.

Die erste Nebenserie einfacher Linien wurde von F. Paschen zuerst als Kombination²⁾ der ersten Tripletserie, später aber nach Analogie der entsprechenden Serien von Cadmium und Zink als erste Nebenserie einfacher Linien³⁾ angegeben. Diese Serie, sowie die beiden dicht neben ihr verlaufenden Kombinationsserien, sollen hier weiter fortgesetzt und aus ihnen der weitere Verlauf der ersten Tripletnebenserie berechnet werden. Die Formel zur Berechnung der ersten Nebenserie einfacher Linien ist folgende:

$$\nu = (2, P) - (m, D); (m, D) = \frac{N}{[m + D + D\sqrt{(m, D)}]^2}.$$

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 27. p. 558.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 30. p. 750.

3) F. Paschen, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. 8. p. 178, Anm. 1.

Die Berechnung der beiden dicht neben dieser Serie verlaufenden Kombinationsserien geschieht mit derselben Formel und kann deshalb hier unterlassen werden.

m	λ	ν	(m, D)	λ ber.	λ beob.— λ ber.
3	5790,87	17263,8	12348,5	5790,87	0
4	4347,6	22995,3	7117,0	4348,7	-1,1
5	3906,6	25590,7	4521,6	3906,6	0
6	3704,3	26988,2	3124,1	3704,2	+0,1
7	3592,9	27824,8	2287,5	3592,7	+0,2
8	3524,4	28365,5	1746,8	3524,2	+0,2
9	3479,1	28735,2	1377,1	3479,0	+0,1
10	3447,4	28999,8	1112,5	3447,4	0

Die Glieder 8, 9 und 10 sind nur einmal gemessen und zwar gegen Quecksilbernormalen; außerdem wurden sie durch Extrapolation erhalten. Dennoch dürfte ihre Genauigkeit $\pm 0,1$ Å.-E. sein.

Erste NS. einf. Linien und die daneben verl. Kombinationen		Schwin- gungs- differenz	Erste Tripletnebenserie		
λ	ν		ν	λ ber.	λ beob.
$m = 3$	5790,87	17263,8	10025,7	27289,5	3663,4
			14656,2	31920,0	3131,9 K. u. R.
			16422,8	33686,6	2967,7 K. u. R.
	5789,87	17266,8	10025,7	27292,5	3663,0
			14656,2	31923,0	3131,7 K. u. R.
			16422,8	33689,6	2967,4 K. u. R.
$m = 4$	5769,81	17326,9	10025,7	27352,6	3655,0
			14656,2	31983,1	3125,8 St.
	4347,6	22995,3	10025,7	33021,0	3027,6
			14656,2	37651,5	2655,2
			16422,8	39418,1	2536,2
	4343,8	23015,1	10025,7	33040,8	3025,8
			14656,2	37671,3	2653,8
			16422,8	39437,9	2534,9
$m = 5$	4339,3	23038,7	10025,7	38064,4	3023,6
			14656,2	37694,9	2652,2

1) Diese Linien werden von Stiles als verbreitert bezeichnet; es ist daher wahrscheinlich, daß sie aus mehreren Komponenten bestehen.

Fortsetzung.

Erste NS. einf. Linien und die daneben verl. Kombinationen			Schwin- gungs- differenz	Erste Tripletnebenseerie		
λ	ν			ν	λ ber.	λ beob.
$m = 5$	3906,6	25590,7	10025,7	35616,4	2806,9	2807,0 St.
			14656,2	40246,9	2483,9	2484,1 St.
			16422,8	42013,5	2379,5	(?) 2380,2 St.
	3903,8	25609,0	10025,7	35634,7	2805,4	2805,6 St.
			14656,2	40265,2	2482,8	2482,9 St.
			16422,8	42031,8	2378,5	2378,5 St.
	3902,1	25620,2	10025,7	35645,9	2804,6	2804,7 St.
			14656,2	40276,4	2482,1	2482,2 St.
$m = 6$	3704,3	26988,2	10025,7	37013,9	2701,0	2701,1 St.
			14656,2	41644,4	2400,7	2400,8 St.
			16422,8	43411,0	2302,9	2302,4 St.
	3702,5	27001,2	10025,7	37026,9	2700,0	2699,7
			14656,2	41657,4	2399,8	2399,9
			16422,8	43424,0	2302,2	2302,3
	3701,6	27007,9	10025,7	37033,6	2699,4	2699,1 St.
			14656,2	41664,1	2399,5	2399,5 St.
$m = 7$	3592,9	27824,8	10025,7	37850,5	2641,5	2640,1 ¹⁾
			14656,2	42481,0	2353,4	2352,3 ¹⁾
			16422,8	44247,6	2259,5	2259,1
	3591,6	27834,7	10025,7	37860,4	2640,7	2640,1 ¹⁾
			14656,2	42490,9	2352,8	2352,3
			16422,8	44257,5	2258,9	2259,0
	3591,1	27838,9	10025,7	37864,6	2640,3	2640,1 St.
			14656,2	42495,1	2352,6	2352,8 St.
$m = 8$	3524,4	28365,5	10025,7	38391,2	2604,2	2603,8 ? St.
			14656,2	43021,7	2323,8	2323,5
			16422,8	44788,3	2232,1	—

	3523,1	28376,0	10025,7	38401,7	2603,3	2603,8 St.
			14656,2	43032,2	2323,2	2323,5 St.

1) Diese Linien werden von Stiles als verbreitert bezeichnet; es ist daher wahrscheinlich, daß sie aus mehreren Komponenten bestehen.

Fortsetzung.

Erste NS. einf. Linien und die daneben verl. Kombinationen		Schwin- gungs- differenz	Erste Tripletnebenserie		
λ	ν		ν	λ ber.	λ beob.
$m = 9$	3479,1	28735,2	10025,7	38760,9	2579,2
			14656,2	43391,4	2303,8
			16422,8	45158,0	2213,8
$m = 10$	3478,0	28744,3	10025,7	38770,0	2578,6
			14656,2	43400,5	2303,4
			10025,7	39025,5	2561,8
$m = 10$	3447,3	28999,8	14656,2	43656,0	2290,0
			16422,8	45422,0	2200,9

Obschon eingehendere Untersuchungen des ultravioletten Teiles des Quecksilberspektrums fehlen, und auch meine Messungen hier nur flüchtig sind, konnte doch der weitere Verlauf der ersten Nebenserie einfacher Linien angegeben und daraus die erste Tripletnebenserie berechnet werden.

Von den beobachteten Linien des Quecksilberspektrums bleiben nur noch wenige übrig, für die keine Gesetzmäßigkeiten gefunden werden konnten. Die mit U (ganz unscharf) charakterisierten Linien gehören offenbar zusammen. Die Schwingungszahlen der Linien 5365,250 und 5890,382 haben die Differenz 1659,4; die der Linien 4960,500 und 5405,500 die Differenz 1660,18. Ferner gehören ihrem Aussehen nach die Linien 3861,234; 3820,277 und 3790,282 hierher.

Für die freundliche Anregung und vielseitige Unterstützung bei dieser Arbeit sage ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. Paschen, auch hier meinen innigsten Dank.

(Eingegangen 4. Juni 1912.)

11. *Relativität und Gravitation.*

Erwiderung auf eine Bemerkung des Hrn. A. Einstein; von Max Abraham.

Die Einsteinsche Relativtheorie hat, besonders auf die jüngsten mathematischen Physiker, eine faszinierende Wirkung ausgeübt, welche die gesunde Fortentwicklung der theoretischen Physik zu hemmen drohte. War es doch dem nüchternen Beurteiler klar, daß diese Theorie niemals zu einem vollständigen Weltbilde führen konnte, wenn es ihr nicht gelang, die wichtigste, weil allgegenwärtige Naturkraft, die Schwere, in ihr System einzuordnen. Das Scheitern der hierauf zielenden Bemühungen hat denn auch zur Krisis der Relativtheorie geführt.

Bereits vor Jahresfrist hat A. Einstein, indem er einen Einfluß des Gravitationspotentials auf die Lichtgeschwindigkeit annahm, das für seine frühere Theorie wesentliche Postulat der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit aufgegeben¹⁾; in einer vor kurzem erschienenen Arbeit²⁾ läßt er nun auch die Forderung der Invarianz der Bewegungsgleichungen bei Lorentztransformationen fallen, und versetzt damit der Relativtheorie den Gnadenstoß. Wer, wie der Verfasser, wiederholt vor den Sirenenklängen dieser Theorie hat warnen müssen, der darf es mit Genugtuung begrüßen, daß ihr Urheber selbst sich nunmehr von ihrer Unhaltbarkeit überzeugt hat.

Wenn ich mir gestatte, gegen eine so verdienstliche Arbeit, wie die letzte Arbeit Einsteins, zu polemisieren, so sehe ich mich dazu durch die Kritik veranlaßt, welche Hr. Einstein daselbst meiner Theorie der Gravitation³⁾ angedeihen läßt; die betreffenden Bemerkungen sind geeignet, über die

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 35. p. 898. 1911.

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. 38. p. 355 u. 443. 1912.

3) M. Abraham, Physik. Zeitschr. 13. Nr. 1. 1912.

jener Theorie zugrunde liegende „Raum-Zeit-Vorstellung“ irrige Ansichten hervorzurufen.

Ich hatte den Ausdrücken des Gravitationstensors, sowie den Bewegungsgleichungen des materiellen Punktes im Schwerfeld eine Form gegeben, die im unendlich kleinen gegenüber Lorentztransformationen invariant ist. In der Beschränkung auf das unendlich kleine liegt schon implicite enthalten, daß im endlichen diese Invarianz nicht bestehen soll. In der Tat, wenn das Gravitationsfeld die Lichtgeschwindigkeit beeinflußt, so ist es von vornherein klar, daß ein wesentlicher Unterschied zwischen einem Bezugssystem $\Sigma(xyzt)$ besteht, in welchem das Schwerfeld ein statisches ist, und einem gegen dieses gleichförmig bewegten Bezugssystem $\Sigma'(x'y'z't')$, in welchem das Schwerfeld, und mithin auch die Lichtgeschwindigkeit, sich zeitlich verändert. Es kann von irgend einer Art von Relativität, d. h. von einer Korrespondenz der beiden Systeme, die sich in Gleichungen zwischen ihren Raum-Zeit-Parametern $xyz t$ und $x'y'z't'$ ausdrücken würde, keine Rede sein. In der Tat sind, wie Hr. Einstein bemerkt, die Differentialgleichungen zwischen dx', dt' und dx, dt , welche die Lorentztransformation im unendlich kleinen enthalten, nicht integrabel.

In dieser an sich zutreffenden Bemerkung kann ich freilich keine Rechtfertigung für die Behauptung finden, daß „meine Auffassung von Zeit und Raum sich schon vom rein mathematisch formalen Standpunkt aus nicht aufrecht erhalten läßt“. Unhaltbar wird allerdings jede relativistische Raum-Zeit-Auffassung, die in Beziehungen zwischen den Raum-Zeit-Parametern von Σ und Σ' ihren Ausdruck finden würde. Eine solche relativistische Raum-Zeit-Auffassung liegt mir indessen ganz fern. Mir scheint vielmehr, wie ich bereits an anderem Orte erwähnt habe¹⁾, die Deutung im Sinne einer Absoluttheorie die passende zu sein. Wenn unter allen Bezugssystemen dasjenige ausgezeichnet ist, in welchem das Schwerfeld statisch, oder quasi-statisch ist, so ist es erlaubt, eine auf dieses System bezogene Bewegung „absolut“ zu nennen. In der alten Fernwirkungsmechanik durfte man annehmen, daß die in weiter Ferne befindlichen Massen der Fixsterne

1) M. Abraham, Nuovo Cimento (6) 3. Marzo 1912.

oder daß ein fingierter Neumannscher „Körper α “ das Bezugssystem festlege. Der neuen, auf der Idee der Nahewirkung aufgebauten Mechanik ist eine solche Vorstellung fremd; es hat aber für sie nichts befremdliches, wenn das allgegenwärtige Schwerfeld selbst das „absolute“ Bezugssystem für die Bewegungen der Körper liefert. (Wer will, mag diese Vorstellung als Argument für die „Existenz des Äthers“ deuten.)

A. Einstein geht bei seinen neuen Untersuchungen von einer heuristischen Hypothese aus, die er „Äquivalenzhypothese“ nennt, und die eine raumzeitliche Korrespondenz zweier gegen einander beschleunigter Bezugssysteme fordert. Auch in dieser neuen Form jedoch scheint sich eine relativistische Auffassung von Zeit und Raum nicht durchführen zu lassen.¹⁾ Es beruht also auch diese neueste Theorie von Einstein auf schwankendem Grunde.

Doch wäre es leichtfertig, ihre Ergebnisse darum schlechtweg verwerfen zu wollen. Diese sind eben zum Teil — ebenso wie diejenigen meiner Theorie — von der benutzten Arbeitshypothese unabhängig. Insbesondere gilt dies von Einsteins Bewegungsgleichungen des materiellen Punktes im Schwerfeld; dieselben haben merkwürdigerweise mit den meinigen des Energieintegral gemeinsam, so daß die aus diesem Integral abgeleiteten Folgerungen ohne weiteres in Einsteins Theorie Platz finden konnten. Aus Gründen, die nicht mit Zeit und Raum, sondern mit den Prinzipien der Mechanik²⁾ zusammenhängen, bin ich geneigt, die Einsteinschen Bewegungsgleichungen anzunehmen, und damit die Invarianz der Bewegungsgleichungen bei Lorentztransformationen auch im infinitesimalen fallen zu lassen.

Andererseits dürften meine Ausdrücke für die Energiedichte und für die Spannungen im Schwerfeld, die auch Hr. Einstein benutzt, eine Bedeutung besitzen, die von dem Wege, auf welchem sie erhalten wurden, unabhängig ist.

Mailand, Juni 1912.

1) A. Einstein, l. c. p. 456.

2) Ich gedenke hierauf in der Lagrange-Centenarschrift genauer einzugehen.

(Eingegangen 5. Juni 1912.)

12. Relativität und Gravitation.

Erwiderung

auf eine Bemerkung von M. Abraham;

von A. Einstein.

In einer in diesen Annalen erscheinenden Notiz hat M. Abraham auf einige von mir geäußerte kritische Bedenken zu seinen Untersuchungen über Gravitation geantwortet, sowie seinerseits an meinen Arbeiten über diesen Gegenstand Kritik geübt. Ich will im folgenden auf die von ihm berührten Punkte einzeln eingehen und insbesondere meine Ansichten über den gegenwärtigen Stand der Relativitätstheorie den von ihm geäußerten gegenüberstellen.

Abraham bemerkt, ich hätte durch das Aufgeben des Postulates von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und durch den damit zusammenhängenden Verzicht auf die Invarianz der Gleichungssysteme gegenüber Lorentztransformationen der Relativitätstheorie den Gnadenstoß gegeben. Um hierauf zu antworten, bedarf es einer Überlegung über die Grundlagen der Relativitätstheorie.

Die gegenwärtig als „Relativitätstheorie“ bezeichnete Theorie ruht auf zwei Prinzipien, die voneinander durchaus unabhängig sind, nämlich

1. dem Relativitätsprinzip (bezüglich gleichförmiger Translation),
2. dem Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit.

Ich will diese beiden Prinzipie genauer formulieren, nicht in der Meinung, etwas Neues dabei vorzubringen, sondern nur, um mich nachher bequemer ausdrücken zu können. Wir stellen zwei Formulierungen des Relativitätsprinzipes einander gegenüber:

1. Beziehen wir die physikalischen Systeme auf ein solches Koordinatensystem K , daß die Naturgesetze möglichst einfach werden, so gibt es unendlich viele Koordinatensysteme, in bezug auf welche jene Gesetze dieselben sind, nämlich alle diejenigen Koordinatensysteme, die sich in gleichförmiger Translationsbewegung relativ zu K befinden.

2. Es sei Σ ein von allen übrigen physikalischen Systemen (im Sinne der geläufigen Sprache der Physik) isoliertes System, und es sei Σ auf ein solches Koordinatensystem K bezogen, daß die Gesetze, welchen die räumlich-zeitlichen Änderungen von Σ gehorchen, möglichst einfache werden; dann gibt es unendlich viele Koordinatensysteme, in bezug auf welche jene Gesetze die gleichen sind, nämlich alle diejenigen Koordinatensysteme, die sich relativ zu K in gleichförmiger Translationsbewegung befinden.

Es ist leicht einzusehen, daß lediglich das Relativitätsprinzip in der Form 2 durch die uns gegebenen Erfahrungen nahe gelegt wird. Es bezeichne nämlich Σ wieder das betrachtete „isolierte“ System, U die Gesamtheit aller übrigen Systeme der Welt. Um das Relativitätsprinzip in der Form 1 zu prüfen, müßte man zwei Versuche ausführen, in deren ersten U und Σ relativ zu K in genau denselben Zustand gebracht werden, wie im zweiten Versuche relativ zu K' . Dies ist niemals möglich gewesen und wird nie möglich sein. Um das Prinzip in der Form 2 zu prüfen, hat man dagegen nur Σ allein in verschiedene Zustände zu bringen, ohne sich um U zu kümmern; man hat zwei Versuche auszuführen, in deren ersten Σ allein relativ zu K in denselben Zustand gebracht wird wie in dem zweiten Versuche relativ zu K' .

Die Auseinanderhaltung dieser beiden Formulierungen war bisher überflüssig, da man dem „Restsystem“ U keinerlei Einfluß auf die Vorgänge in bezug auf Σ einräumte. Aber meine und Abrahams Überlegungen über die Gravitation lassen eine solche Auffassung nicht zu. Nach diesen Überlegungen hängt der Ablauf der Vorgänge in Σ (z. B. die Lichtgeschwindigkeit) vom Zustande von U (z. B. vom mittleren Abstand der U konstituierenden Einzelsysteme von Σ) ab. Es muß aber daran festgehalten werden, daß das Relativitätsprinzip in der Form 2 durch den Charakter unserer gesamten physikalischen Erfahrung und insbesondere durch den Versuch von Michelson und Morley derart gestützt wird, daß es mächtiger Argumente bedürfte, um einen Zweifel in jenem Prinzip zu begründen. Man kann das Relativitätspostulat in der durch die Erfahrung gestützten Form 2 abgekürzt, aber weniger präzise auch so aussprechen:

„Die Relativgeschwindigkeit des Bezugssystems K gegen das Restsystem U geht in die physikalischen Gesetze nicht ein.“

Die im vorigen angedeuteten Überlegungen bringen es nach meiner Ansicht mit sich, daß jede Theorie abzulehnen ist, welche ein Bezugssystem gegenüber den relativ zu ihm in gleichförmiger Translation befindlichen Bezugssystemen auszeichnet. Abraham macht sogar den Versuch, ein derartiges ausgezeichnetes Bezugssystem festzulegen mit den Worten: „Wenn unter allen Bezugssystemen dasjenige ausgezeichnet ist, in welchem das Schwerfeld statisch oder quasi-statisch ist, so ist es erlaubt, eine auf dieses System bezogene Bewegung „absolut“ zu nennen usw.“ Dies scheint mir selbst dann nicht richtig zu sein, wenn man jedes Element eines dynamischen Schwerfeldes durch eine Geschwindigkeitstransformation auf ein statisches transformieren könnte. Denn daß eine derartige Transformation gleichzeitig *alle* Elemente eines dynamischen Gravitationsfeldes in dieser Weise transformieren würde, ist ausgeschlossen; es kann also durch eine derartige Festsetzung kein Bezugssystem gegenüber allen relativ zu ihm gleichförmig bewegten ausgezeichnet werden.

Es ist allgemein bekannt, daß auf das Relativitätsprinzip allein eine Theorie der Transformationsgesetze von Raum und Zeit nicht gegründet werden kann. Es hängt dies bekanntlich mit der Relativität der Begriffe „Gleichzeitigkeit“ und „Gestalt bewegter Körper“ zusammen. Um diese Lücke auszufüllen, führte ich das der H. A. Lorentzschen Theorie des ruhenden Lichtäthers entlehnte Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit ein, das ebenso wie das Relativitätsprinzip eine physikalische Voraussetzung enthält, die nur durch die einschlägigen Erfahrungen gerechtfertigt erschien (Versuche von Fizeau, Rowland usw.). Dies Prinzip besagt:

Es existiert ein Bezugssystem K , in dem sich jeder Lichtstrahl im Vakuum mit der universellen Geschwindigkeit c fortpflanzt, unabhängig davon, ob der lichtaussendende Körper relativ zu K ruht oder bewegt ist.

Aus diesen beiden Prinzipien heraus läßt sich diejenige Theorie entwickeln, welche gegenwärtig unter dem Namen „Relativitätstheorie“ bekannt ist. Diese Theorie ist in dem Umfange richtig, als die beiden ihr zugrunde gelegten Prinzipie

zutreffen. Da diese in weitem Umfange zuzutreffen scheinen, so scheint auch die Relativitätstheorie in ihrer jetzigen Form einen wichtigen Fortschritt zu bedeuten; ich glaube nicht, daß sie die Fortentwicklung der theoretischen Physik gehemmt hat!

Wie steht es nun aber mit der Grenze der Gültigkeit der beiden Prinzipien? An der allgemeinen Gültigkeit des Relativitätsprinzips zu zweifeln, haben wir — wie schon hervorgehoben — nicht den geringsten Grund. Dagegen bin ich der Ansicht, daß das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit sich nur insoweit aufrecht erhalten läßt, als man sich auf raum-zeitliche Gebiete von konstantem Gravitationspotential beschränkt. Hier liegt nach meiner Meinung die Grenze der Gültigkeit zwar nicht des Relativitätsprinzips wohl aber des Prinzips der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und damit unserer heutigen Relativitätstheorie. Zu dieser Meinung führen mich die im folgenden angedeuteten Überlegungen.

Eines der wichtigsten Resultate der Relativitätstheorie ist die Erkenntnis, daß jegliche Energie E eine ihr proportionale Trägheit (E/c^2) besitzt. Da nun jede träge Masse zugleich eine schwere Masse ist, soweit unsere Erfahrung reicht, können wir nicht umhin, einer jeden Energie E auch eine schwere Masse E/c^2 zuzuschreiben.¹⁾ Hieraus folgt sofort, daß die Schwere auf einen bewegten Körper stärker wirkt, als auf denselben Körper, falls dieser ruht.

Wenn sich das Schwerfeld im Sinne unserer heutigen Relativitätstheorie deuten läßt, so kann dies wohl nur auf zwei Arten geschehen. Man kann den Gravitationsvektor entweder als Vierervektor oder als Sechservektor auffassen. Für jeden dieser beiden Fälle ergeben sich Transformationsformeln für den Übergang zu einem gleichförmig bewegten Bezugssystem. Mittels dieser Transformationsformeln und der Transformationsformeln für die ponderomotorischen Kräfte gelingt es dann, für beide Fälle die auf in einem statischen Schwere-

1) Hr. Langevin machte mich mündlich darauf aufmerksam, daß man zu einem Widerspruch mit der Erfahrung kommt, wenn man diese Annahme nicht macht. Da nämlich beim radioaktiven Zerfall große Energiemengen abgegeben werden, muß dabei die träge Masse der Materie abnehmen. Nähme die schwere Masse nicht proportional ab, so müßte die Schwerebeschleunigung von aus verschiedenen Elementen bestehenden Körpern in demselben Schwerfeld eine nachweisbar verschiedene sein.

feld bewegte materielle Punkte wirkenden Kräfte zu finden. Man kommt hierbei aber zu Ergebnissen, die den genannten Konsequenzen aus dem Satz von der schweren Masse der Energie widerstreiten. Es scheint also, daß der Gravitationsvektor sich in das Schema der heutigen Relativitätstheorie nicht widerspruchsfrei einordnen läßt.

Diese Sachlage bedeutet nach meiner Ansicht aber keineswegs das Scheitern der auf das Relativitätsprinzip gegründeten Methode, ebensowenig als die Entdeckung und richtige Deutung der Brownschen Bewegung dazu führt, die Thermodynamik und Hydromechanik als Irrlehren anzusehen. Die heutige Relativitätstheorie wird nach meiner Ansicht stets ihre Bedeutung behalten als einfachste Theorie für den wichtigen Grenzfall des zeiträumlichen Geschehens bei konstantem Gravitationspotential. Aufgabe der nächsten Zukunft muß es sein, ein relativitätstheoretisches Schema zu schaffen, in welchem die Äquivalenz zwischen träger und schwerer Masse ihren Ausdruck findet. Einen ersten, recht bescheidenen Beitrag zur Erreichung dieses Zieles habe ich in meinen Arbeiten über das statische Gravitationsfeld zu geben gesucht. Dabei ging ich von der nächstliegenden Auffassung aus, daß die Äquivalenz von träger und schwerer Masse dadurch auf einer Wesensgleichheit dieser beiden elementaren Qualitäten der Materie bzw. der Energie zurückzuführen sei, daß das statische Gravitationsfeld als physikalisch wesensgleich mit einer Beschleunigung des Bezugssystems aufgefaßt wird. Es ist zuzugestehen, daß ich diese Auffassung nur für unendlich kleine Räume widerspruchsfrei durchführen konnte, und daß ich hierfür keinen befriedigenden Grund anzugeben weiß. Aber ich sehe hierin keinen Grund, jenes Äquivalenzprinzip auch für das unendlich Kleine abzuweisen; niemand wird leugnen können, daß dies Prinzip eine natürliche Extrapolation einer der allgemeinsten Erfahrungssätze der Physik ist. Andererseits eröffnet uns dies Äquivalenzprinzip die interessante Perspektive, daß die Gleichungen einer auch die Gravitation umfassenden Relativitätstheorie auch bezüglich Beschleunigungs- (und Drehungs-) Transformationen invariant sein dürften. Allerdings scheint der Weg zu diesem Ziele ein recht schwieriger zu sein. Man sieht schon aus dem bisher behandelten, höchst speziellen

Fälle der Gravitation ruhender Massen, daß die Raum-Zeit-Koordinaten ihre einfache physikalische Deutung einbüßen werden, und es ist noch nicht abzusehen, welche Form die allgemeinen raumzeitlichen Transformationsgleichungen haben könnten. Ich möchte alle Fachgenossen bitten, sich an diesem wichtigen Problem zu versuchen!

Nun noch einige Bemerkungen zu Abrahams Notiz. In seiner Erwiderung sagt Hr. Abraham über seine Theorie: „Es kann von irgend einer Art von Relativität, d. h. von einer Korrespondenz der beiden Systeme, die sich in Gleichungen zwischen ihren Raum-Zeit-Parametern x, y, z, t und x', y', z', t' ausdrücken würde, keine Rede sein.“ Ich will mir kein Urteil darüber anmaßen, ob dies Abrahams ursprüngliche Annahme war oder nicht. Jedenfalls verliert beim Aufgeben des Relativitätsprinzips das von Abraham in seiner Theorie als Richtschnur benutzte relativitätstheoretische Schema jegliche überzeugende Kraft. Abraham macht mich ferner darauf aufmerksam, daß er bereits in seiner Arbeit¹⁾ den Ausdruck

$$\frac{mc}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}$$

für die Energie des materiellen Punktes im Schwerfeld angegeben hat; ich hatte dies leider übersehen. Allerdings ist dies Resultat mit den Grundgleichungen von Abrahams Theorie im Widerspruch. Es folgt nämlich aus diesem Ausdruck für die Energie, daß die auf einen im Schwerfeld ruhenden materiellen Punkt wirkende Kraft $-m \text{ grad } c$ sei; dem widersprechend folgt aber für dieselbe Größe aus den Gleichungen (2) und (6) von Abrahams Arbeit der Ausdruck $-mc \text{ grad } c$. Abraham behauptet ferner, ich hätte seine Ausdrücke für die Energiedichte und für die Spannungen im Schwerfeld benutzt. Dies trifft nicht zu; nach Abraham ist beispielsweise die Energiedichte im statischen Schwerfeld $\frac{c^2}{\gamma} \text{ grad}^2 c$, nach meiner Theorie $\frac{1}{2k} \frac{\text{grad}^2 c}{c}$. Das Eingehen von c ist in beiden Theorien verschieden.

1) M. Abraham, Physik. Zeitschr. 13. Nr. 19. p. 2. 1912.

(Eingegangen 4. Juli 1912.)



Steinsalz (Vgr. 143).
Fig. 1.



Steinsalz (Vgr. 42).
Fig. 2.



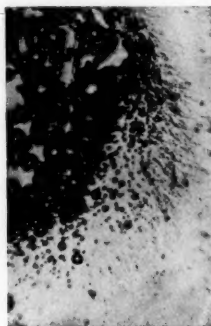
Glimmer (Vgr. 120).
Fig. 3.



Kalkspat (Vgr. 63).
Fig. 4.



Flußspat (Vgr. 143).
Fig. 5.



Glas (Vgr. 63).
Fig. 6.



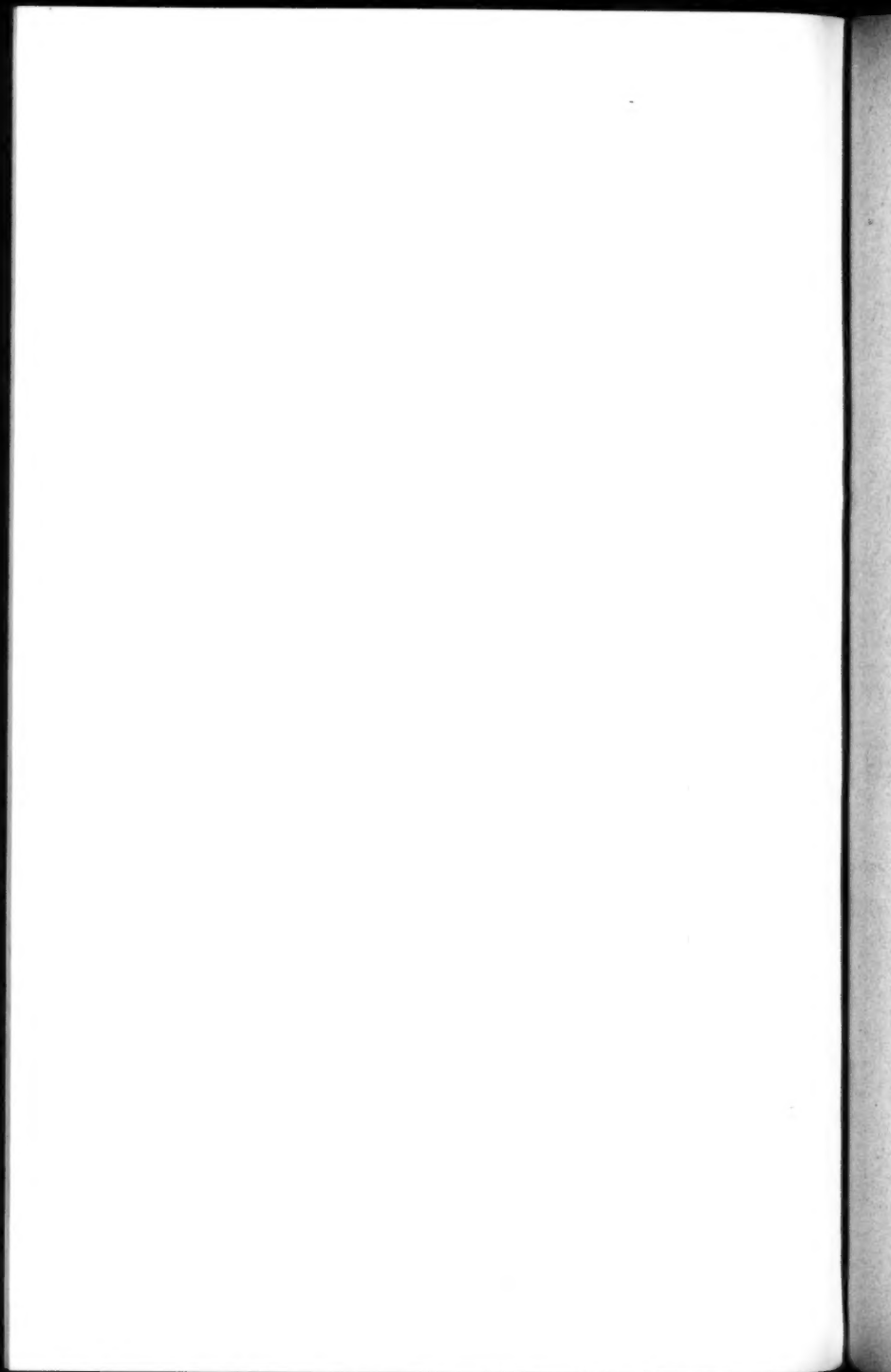
Stahl (Vgr. 25).
Fig. 7.



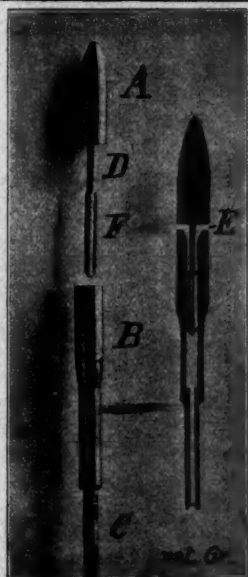
Wismut (Vgr. 15).
Fig. 8.



Flußspat (Vgr. 30).
Fig. 9.



Im physikalischen Institut der technischen Hochschule Dresden ist am 1. Oktober 1912, infolge des Ausscheidens des seitherigen Inhabers, eine **Assistentenstelle** zu besetzen. Bewerbungen möge ein Lebenslauf und Referenzen beigelegt werden. Dr. Hallwachs.



Manometrische Sonde.

**Fr. Klingelfuss & Co.
Basel.**

Äerodynamisches Instrumentarium

zu Demonstrations- u. Messzwecken
nach Dr. H. Zickendraht.

Großer Luftwiderstandsapparat mit elektrisch angetriebenem Ventilator zur Untersuchung und Demonstration der Luftwiderstandsgesetze.

Manometrische Sonde (Schweiz. Muster-
schutz No. 18934, D. R. G. M. No. 451519)
mit **Drucklibelle** (nach Toepler) für Pro-
jektion und direkte Ablesung, zur Aus-
wertung des äerodynamischen Feldes um-
strömter Körper, in Verbindung mit dem
Koordinatenapparat.

Vgl. Ann. d. Physik 1911 Heft 6.
Verhandlg. d. Basler Naturf. Ges. Bd. XXI p. 42
(1910) u. Bd. XXII Heft 1 (1911).

Verlag von FERDINAND ENKE in Stuttgart.

Soeben erschien:

P. Drudes Physik des Athers auf elektromagnetischer Grundlage.

Zweite umgearbeitete Auflage.

Neu bearbeitet von
Prof. Dr. W. König.

Mit einem Bildnis P. Drudes und 86 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912.
geh. M. 16.—; in Leinw. geb. M. 17.40.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar O

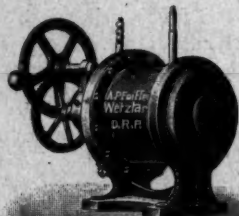
Werkstätten für Präzisionsmechanik und Optik, gegr. 1890.

Größte Spezial-Fabrik für Luftpumpen
zu wissenschaftlichen Zwecken.

Rotierende Quecksilber-Hochvakuum-Pumpen

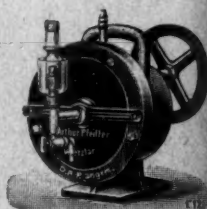
System Pfeiffer, D. R. P.

System Gaede, D. R. P.
angemeldet

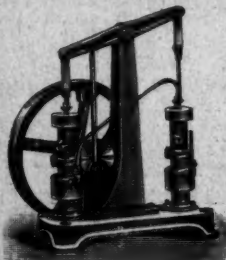


Hochvakuum-
Apparate
zur
Demonstration
und zu
wissenschaftlichen
Untersuchungen.

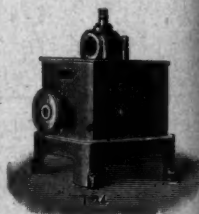
Neu-
konstruktionen
nach Angabe.



Hochvakuum-Meß-Apparate aller Konstruktionen.
Geryk-Öl-Luftpumpen, D. R. P. Rotierende Öl-Luftpumpen, D. R. P.



Alle Arten von
Luftpumpen:
Trockene rotierende
Luftpumpen,
Trockene Schieber-
luftpumpen,
Quecksilberluftpumpen
aller Systeme,
Kompressionsluftpumpen.



Eigene Spezial-Fabrikation von Funkeninduktoren von 4-1000^m/.
Funkenlänge

Eingetragene



Fabrik-Marko



Funkeninduktor

Induktoren
mit Demon-
strations-
schaltung.
Alle
Nebenapparate.

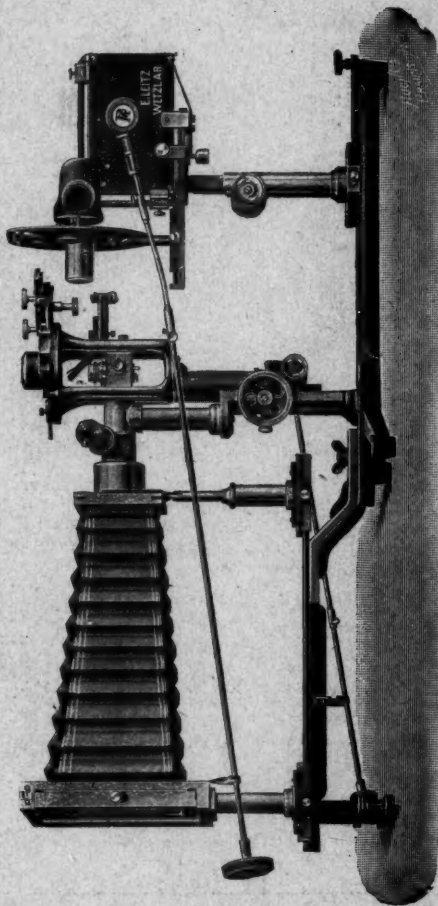
Listen auf Verlangen!

Berlin
Frankfurt a. M.
London

E. Leitz, Wetzlar.

St. Petersburg
New-York
Chicago

Spezial - Katalog A
auf Verlangen gratis



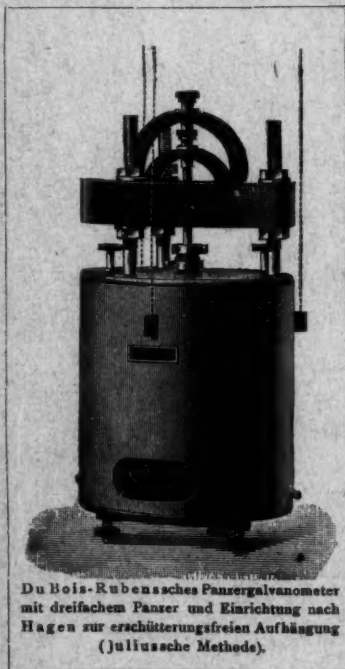
Spezial - Katalog A
auf Verlangen gratis

Mikroskope für wissenschaftliche und technische Untersuchungen aller Art:
Polarisations-, Metall- und Ultra-Mikroskope.
Neue Dunkelfeldbeleuchtung.

Mikrophographische und Projektions-Apparate.

SIEMENS & HALSKE A.-G.

**WERNERWERK
BERLIN-NONNENDAMM.**



Du Bois-Rubensches Panzergalvanometer
mit dreifachem Panzer und Einrichtung nach
Hagen zur erschütterungsfreien Aufhängung
(Juliusse Methode).

**Hochempfindliche Spiegel-
galvanometer mit beweg-
lichen Magnetsystemen,
niedrigem oder hohem Eigen-
widerstand und magnetischer
Schutzpanzerung.**

**Hochempfindliche Spiegel-
galvanometer mit Dreh-
spulen mit größter Volt- und
Stromempfindlichkeit, auch
mit Einrichtung für große
Schwingungsdauer und Be-
nutzung des aperiodischen
Grenzzustandes für balli-
stische Messungen. Neben-
schlüsse dazu für offene und
geschlossene Stromkreise.**

**Apparate für die Bestimmung
der Induktionskonstanten
und des Energieverlustes an
Wechselstromapparaten.**

Instrumente und Maschinen

**zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen für Meßzwecke.
Normale für Selbstinduktion und gegenseitige Induktion.
Amperemeter, Voltmeter und Wattmeter für jede Stromart,
Stromstärke und Spannung.
Apparate für Eisenuntersuchungen.**



HARTMANN & BRAUN

A.G. FRANKFURT A.M.

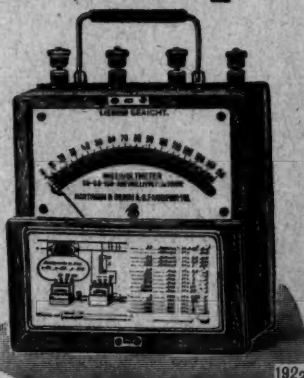
Präzisions-Drehspul-Instrumente für Gleichstrom mit Spiegelbogen und neuem Fadenzeiger.

Allerhöchst erreichbare Genauigkeit.
Vollständig unabhängig von d. Temperatur.

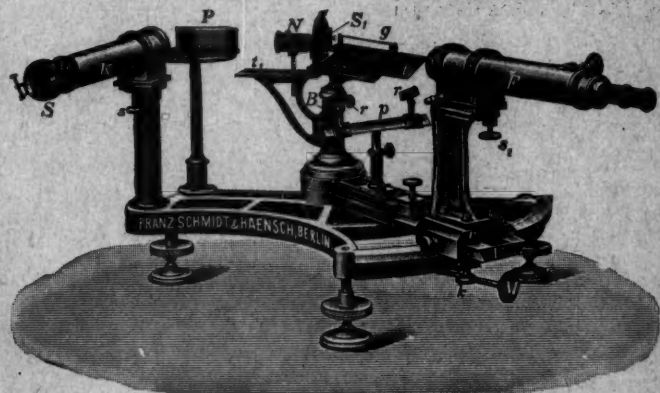
Simplex-, Duplex- und Multiplex-Volt- und Ampere-meter für ein, zwei, drei und mehrere Meßbereiche.

Umschaltung auf anderen Meßbereich ohne Stromunterbrechung.

Man verlange Liste W1 und W2.
Sonder-Angebote zu Diensten.



Nebenstehend: Millivoltmeter, zur Verwendung als Triplex-Ampere-meter, mit jedem Nebenschluss drei Strommeßbereiche ergebend.



Interferenzspektroskop nach Lummer-Soehre, geliefert an die Physikalisch-techn. Reichsanstalt.

Neue optische Spezialinstrumente

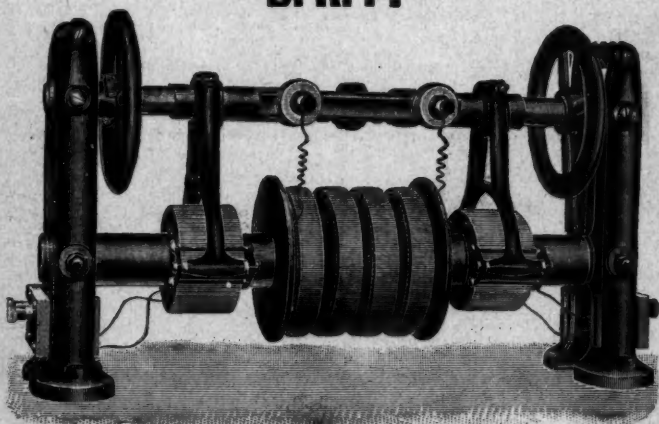
empfehlen

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42,
Prinzessinnenstraße 16.

Preislitten kostenlos.

Resonanz- Transformatoren

D. R. P.



mit veränderlicher Kopplung und höchstem Nutzeffekt
geben **absolut** reine oszillatorische Entladungen.

Für jede Periodenzahl und Kapazität.

Hans Boas

Berlin O. 27.

R. Burger & Co., Berlin N. 4.

Chausseestrasse 8.

Telephon: Amt III 171.

Telegramm-Adr.:

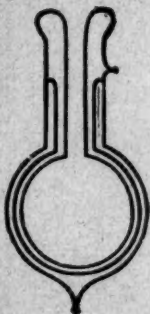
Vakuumglas Berlin.

Goldene Medaille

1904 St. Louis

Ehren-Diplom

1906 Mailand



Spezialfabrik

für physikalische Glasapparate und Instrumente.

Doppelwandige Glasgefäße nach Dewar.

Preisliste gratis und franko.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Thermodynamik der Atmosphäre.

Von

Dr. Alfred Wegener,

Privatdozent der Meteorologie an der Universität Marburg.

VIII, 331 Seiten mit 149 Abbildungen im Text und auf 17 Tafeln. 1911.

M. 11.—, geb. M. 12.—.

Der Verfasser hat die Absicht, eine vollständige Physik der Atmosphäre zu geben. Aus äußeren Gründen kann er zunächst nur die Thermodynamik der Atmosphäre als ersten Teil erscheinen lassen.

Das Gesamtgebiet der atmosphärischen Physik läßt sich in dieselben Abschnitte einteilen, welche auch sonst in der Physik Verwendung finden, nämlich in Thermodynamik, Mechanik, Strahlungslehre, Elektrizität, Optik (Akustik). Eine einheitliche Bearbeitung aller dieser Gebiete ist bei der Thermodynamik am meisten zum Bedürfnis geworden, denn die Aerologie bedarf heute mehr als andere Zweige der Meteorologie einer Durchdringung mit theoretischen, physikalischen Ideen.



Präzisions-Reisszeuge

Präzisions-Sekundenpendel-Uhren

Nickelstahl-Kompensations-Pendel

**Grand Prix: Paris 1900, St. Louis 1904,
Lüttich 1905, Brüssel 1910, Turin 1911.**

Die echten Rieflerinstrumente sind
mit dem Namen **Riefler** gestempelt.



Otto Wolff, Werkstatt für elektrische Messinstrumente

Berlin W., Carlsbad 15.

Spezialität seit 1890

Präzisions-Widerstände a. Mangan

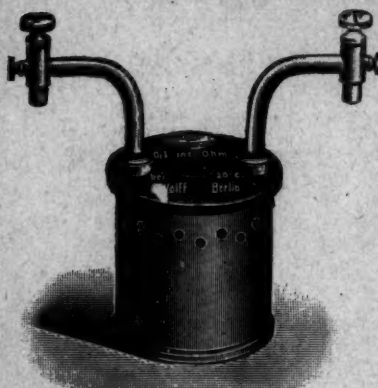
nach der Methode

der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vergl. Zeitschrift für Instrumentenkunde, Juli 1899, Januar 1900, Nov.-Dezember 1900.)

Normalwiderstände von 100000—0,00001 Ohm für genaue Widerstandsvergleichen und für Strommessungen b. 10000 Amp. Rheostaten, Wheatstonesche Brücken, Thomsonsche Doppelbrücken für alle Meßbereiche mit Stöpsel- od. Kurbelschaltung, in jeder gewünschten Ausführung. — Kompenisationsapparate für genaue Spannungsmessungen. — Kompenisationsapparat zugleich Wheatstonesche Brücke. — Normalzellen, beglaubigt von der Physik.-Techn. Reichsanstalt. — Sämtliche Widerstände auf Wunsch als Präzisionswiderstände beglaubigt — Verkaufslager von Manganin-Draht und Blech von der Isabellenhütte in Dillenburg.

— Illustrierte Preisliste. —



Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Über die Gesetze der Wärmestrahlung.

Nobel-Vortrag,

gehalten am 11. Dezember 1911 in Stockholm

von

Geheimrat Prof. Dr. W. Wien

in Würzburg.

Broschiert M. 1.—.

Der Nobelpreis für Physik ist 1911 auf Geheimrat Prof. W. Wien in Würzburg, den Redakteur der „Annalen der Physik“, gefallen. Sein in Stockholm gehaltenen Vortrag, der für jeden Physiker und Naturwissenschaftler von Interesse ist, wird nicht verfehlen, Aufmerksamkeit zu erregen.

Ehrhardt & Metzger Nachf. (Inhaber: K. Friedrichs.)

— Darmstadt. —

Fabrik und Lager chemischer, elektrochemischer und physikalischer Apparate und Gerätschaften.

Komplette Einrichtungen chemischer und physikalischer Laboratorien. Mikroskopische Utensilien. Sterilisierungsapparate Brutschränke. Resistenzglas. Weber'sches Glas. Jenaer und Böhmisches Glaswaren.

Spezialapparate für Elektrochemie und Physik.

Mechanische Werkstätten. Tischlerei.

Chemikalien erster Firmen zu Originalpreisen.

Vielfache Auszeichnungen. — Export nach allen Weltteilen.



F. SARTORIUS
GOETTINGEN

Die Sartorius-Werke
Analysen-, Präzisions
 für alle chemischen
 40 jähr. wissenschaftliche
 sowie eine ganze Reihe
 :: Spezial-Konstruktionen
 findlichkeit und schnellste
 hoher Stabilität der Fabri-

Neueste Spezial-
„SCHNELLWAAGE“.
 Unsere Fabrikate sind
 allen einschlägigen

in Göttingen liefern:
wagen und Gewichte
 u. technischen Zwecke.
 u. praktische Erfahrungen,
 patentamtlich geschütteter
 garantieren höchste Emp-
 Schwingungsdauer bei ::
 kate. Prospekt P. 7 gratis.

Konstruktion :
unerreicht in ihrer Art.
 zu Originalpreisen in
 Geschäften erhältlich.

Verein. Werkstätten f. wissensch. Instrumente v. F. Sartorius, A. Becker u. L. Tesdorpf

Stationen und Apparate für Drahtlose Telegraphie und Telephonie

Lichtbogengeneratoren
 Funkenstrecken
 Antennenanlagen
 Leydener Flaschen
 Flaschenanschlüsse
 Kondensatorbatterien
 Drehkondensatoren
 Glimmerkondensatoren
 Selbstinduktionen

Hörempfangsapparate
 Varlometer
 Transformatoren
 Lichtschreiber
 Thermodektoren
 Demonstrationsapparate
 Hochspannungsschalter
 Hochspannungsisolatoren
 Sämtl. Hilfsapparate

DR. ERICH F. HUTH G.M.B.H.
 Erdmannshof, Kottbuser Ufer 39/40, Berlin S.O. 26.

Wissen und Können

Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft
herausgegeben

von Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg.

Münchener Neueste Nachrichten. ... Von den vielen populärwissenschaftlichen Büchern, die in neuerer Zeit täglich erscheinen, verdienen die von Prof. Weinstein herausgegebenen Bücher besonderes Interesse. Die Thematika, die hier behandelt werden, sind eng umgrenzt, sind von namhaften Autoren mit aller Strenge und Gründlichkeit bearbeitet, von wissenschaftlichem Geist getragen und in leichtverständlicher Sprache behandelt.

Pädagogische Werte: Diese neue von Prof. Dr. B. Weinstein herausgegebene Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft bietet sich Fachmännern, daneben aber auch gebildeten Laien an, die sich auf abliegenden Gebieten rasch unterrichten wollen. Durch die beiden vorliegenden Bücher hat sie sich bestens eingeführt. Verbürgen schon die Verfasser ihren innern Wert, so soll doch noch besonders hervorgehoben werden, daß die ihre Stoffe nicht nur durchaus wissenschaftlich, sondern auch sehr klar und ansprechend behandeln und den Lehrer zwar nicht ohne geistige Anstrengung aber doch auch mit steigendem Interesse in den bearbeiteten Gebieten orientieren. Wir zweifeln nicht, daß die Sammlung rasch Eingang in weitere Kreise finden wird.

Bisher erschienen folgende Bände:

- | | |
|--|--|
| Bd. 1: Prof. Dr. W. Ostwald, Die Energie. 167 S.
Geb. M. 4.40. | Bd. 11: Dr. Chr. Ries, Das Licht in seinen elektrischen und magnetischen Wirkungen. Versuchsergebnisse, Theorien und Literatur. VII, 262 S. Mit 82 Abb. 1909.
Geb. M. 5.— |
| Bd. 2: Dr. Richard Hennig, Die älteste Entwicklung der Telegraphie und Telephonie. VIII, 199 S. Mit 61 Abb. Geb. M. 4.—. | Bd. 12: O. Nairz, Konstruktions-Ingenieur am Elektrotechnischen Laboratorium der Königl. Technischen Hochschule zu Berlin, Die elektrische Arbeitsübertragung. VII, 260 S. Mit 144 Abb. 1909.
Geb. M. 6.— |
| Bd. 3: Margaret Warner Morley, Vom Leben. Ein Blick in die Wunder des Werdens. Deutsch von Marie Landmann. Autorisierte Übersetzung. Mit Abb. von der Verfasserin und von Rob. Forsyth. VI, 109 S. Geb. M. 3.60. | Bd. 13: R. Hennig, Bahnen des Weltverkehrs. VIII, 804 S. Mit 23 Kartenskizzen. 1909.
Geb. M. 6.— |
| Bd. 4: Ingenieur O. Nairz, Die Radio-Telegraphie. Gemeinverständl. dargestellt. VIII, 271 S. Mit 154 Abb. Geb. M. 5.—. | Bd. 14: J. Scheiner, Spektralanalytische u. photometrische Theorien. IV, 190 S. Mit 11 Fig. 1909. Geb. M. 6.— |
| Bd. 5: Ingenieur Max Buch, Die Automobiltechnik. VI, 149 S. Mit 160 Abb. Geb. M. 4.—. | Bd. 15: Ed. Hennig, Erdbebenkunde. VI, 174 S. Mit 24 Abb. 1909. Geb. M. 4.— |
| Bd. 6: Dr. W. Bein, Elemente und Akkumulatoren, ihre Theorie und Technik. VI, 233 S. Mit 98 Abb. Geb. M. 4.40. | Bd. 16: R. Günther, Geschichte der Handfeuerwaffen. XI, 131 S. Mit 131 Abb. u. Tabellen. 1909. M. 4.— |
| Bd. 7: Dr. P. Vageler, Die mineralischen Nährstoffe der Pflanze. IV, 190 S. Mit 3 Abb. Geb. M. 3.—. | Bd. 17: W. Ostwald, Die Entwicklungsgeschichte der Elektrochemie. IV, 208 S. m. 4 Abb. 1910. Geb. M. 5.00. |
| Bd. 8: Dr. P. Vageler, Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlenstoff und Stickstoff als Pflanzen-Nährstoffe. IV, 148 S. Mit 11 Abb. Geb. M. 3.—. | Bd. 18: F. Auerbach, Die Grundlagen der Musik. VI, 209 S. mit vielen Abb. 1911. Geb. M. 5.— |
| Bd. 9: Prof. Dr. W. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. IV, 114 S. Geb. M. 3.—. | Bd. 19: B. Weinstein, Die Grundgesetze der Natur und die modernen Naturlehren. VIII, 279 S. 1911. Geb. M. 5.— |
| Bd. 10: Theod. Wolff, Vom Ochsenwagen zum Automobil. Geschichte der Wagenfahrzeuge und des Fahrwesens. VIII, 170 S. Mit 34 Abb. Geb. M. 3.60. | Bd. 20: H. Thurn, Die Verkehrs- und Nachrichtsmittel im Kriege. VII, 278 S. mit 32 Abb. u. Skizzen. 1911. Geb. M. 6.— |
| | Bd. 21: Chr. v. Hofe, Fernoptik. VI, 160 S. mit 117 Abb. 1911. Geb. M. 5.— |

Wird fortgesetzt. Prospekt auf Verlangen kostenfrei.

Ateliers E. DUCRETET (F. DUCRETET & E. ROGER) Succ^{rs}.
PARIS — 75 rue Claude-Bernard 75 — PARIS

GRANDS PRIX { PARIS 1889 — Avers 1894 — Bruxelles 1897 — PARIS 1900
 St. Louis 1904 — Liège 1905 — Milan 1906, Nombre du Jury

CABINETS DE PHYSIQUE COMPLETS (Catalogues illustrés)

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL: Les procédés de T. S. F. DUCRETET avec dispositifs d'accord, sont maintenant utilisés pour les grandes distances aussi bien en France qu'à l'Etranger. (Tarifs spéciaux à la demande.)

TÉLÉPHONES HAUT-PARLEURS (Brevets Ducretet)

MICROPHONE PUISSANT GAILLARD-DUCRETET

TÉLÉMICROPHONOGRAPHE DUCRETET

Transformateur électrolytique de Faria, redresseur des courants alternatifs.

Dr. H. Geissler Nachf. **Frz. Müller, Bonna. Rh.**

**Fabrik chem. u.
 physik. Apparate.**

Spezialitäten: Elekt. Röhren

Manometer nach Mc.Leod und Kahlbaum

Rowlands Gitter

Quecksilberpumpen

Gasanalysen-Apparate

Elektrolytische Apparate n. Prof. v. Hofmann

Normal-Thermometer

Thermometer nach Beckmann

Thermometer-Sätze nach Gräbe-Anschütz

Präzisions-Meßgeräte und Aräometer " " "

Vacuumthermosäule nach Pfleger

Spectrometer

Kathetometer

Fein geschliffene Hähne

95 Kataloge auf Verlangen.



Gär-Manometer.

Verlag von JOHANN AMBROSIOUS BARTH in Leipzig

Der Ather.

Geschichte einer Hypothese.

Vortrag, gehalten in der „Biblioteca filosofica“ von Palermo

von Dr. M. La Rosa,

Dozent der Physik in Palermo.

Aus dem italienischen Manuskript übersetzt von Dr. K. Muth.

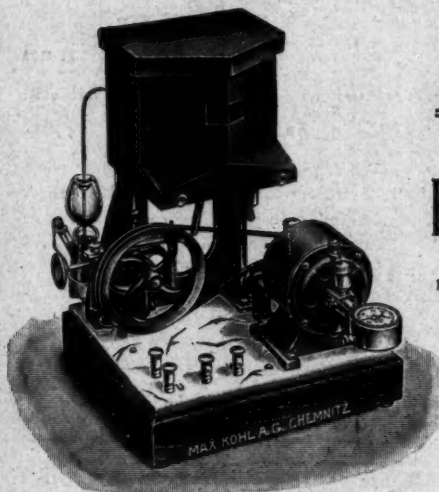
116 Seiten. 1912. kart. M. 2.50.

Die Postulate der Relativitätstheorie und die neuen Zeit- und Raumbegriffe sind darin wegen ihrer hohen Tragweite eingehend beleuchtet.

Max Kohl A.G. Chemnitz

≡≡≡ Volleingezahltes Kapital M. 1600 000 ≡≡≡

**Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Projektions-Apparate**
in gediegener Ausführung



Neu!

Neu!

Phosphoroskop

nach Prof. Lenard

Nr. 54260

360 Mark

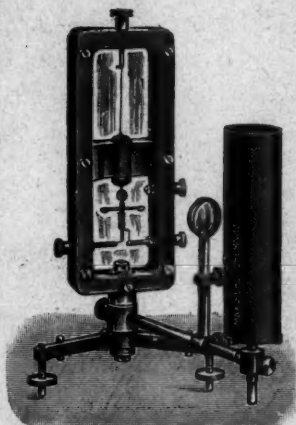
Weltausstellung Brüssel 1910:
4 Grosse Preise
Turin 1911: 2 Grosse Preise
Dresden 1911: Grosser Preis

Max Kohl A.G. Chemnitz

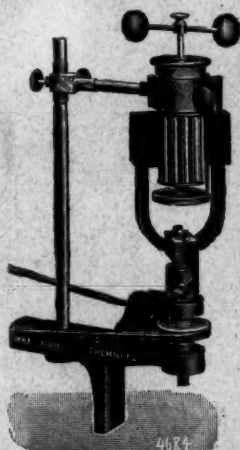
Volleingezahltes Kapital M. 1600 000

Hörsaal- und Laboratoriums-Einrichtungen

Viele der größten Schulen und Institute des In-
und Auslandes wurden von uns eingerichtet



61392. Reflex-Drehspul-Galvano-
meter D. R. G. M. Mit Lampe und
Linse :: :: :: :: M. 165.—



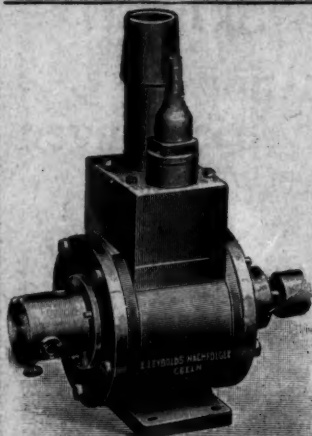
52068. Modell eines Kurzschluß-
ankers nach Friedr. C. G. Müller,
für die Schwungmaschine M. 50.—

Rotierende Quecksilber-Hochvakuum-
Pumpen :: Ölluftpumpen :: Experimentier-
Schalttafeln :: Elektrische Normal-, Meß-
und Regulierwiderstände

Preislisten und Sonderangebote bereitwilligst.
Bei Anfragen bitten wir das Gewünschte genau zu bezeichnen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.



Neu!

Molekular- Luftpumpe

nach
Dr. Gaede.

D. R. P. No. 239 213
und Auslandspatente.

Die neue Pumpe erzielt ohne Quecksilber oder sonstige Sperrflüssigkeit und ohne Trockenmittel die höchsten bisher erreichten Verdünnungen; sie pumpt dabei fünfmal schneller als die rotierende Quecksilberpumpe nach Gaede mit Porzellantrommel D. R. P. No. 202 451.

Nähere Mitteilungen auf Verlangen.

Die Pumpe wird auf der mit der Naturforscherversammlung in Münster verbundenen Ausstellung vorgeführt werden.

Warnung! Wir machen darauf aufmerksam, daß wir allein zur Fabrikation und zum Vertrieb der nach den Gaedepatenten hergestellten Pumpen berechtigt sind und daß die Pumpen nur direkt von uns bezogen werden können.

Alleinige Inseratenannahme durch: Max Gelsdorf, Eberswalde.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

